

# THÈSE

présentée par

**Yoanna-Reine NOWICKI-BRINGUIER**

pour obtenir le titre de

**Docteur de l'Université Joseph Fourier**  
**Discipline : Physique des Matériaux**

## **Nouvelles géométries de confinement optique pour le contrôle de l'émission spontanée de Boîtes Quantiques semiconductrices**

soutenue publiquement le vendredi 13 juin 2008

### **Composition du jury :**

Président :	LE SI DANG
Rapporteurs :	Vincent BERGER Hervé RIGNEAULT
Examinatrices :	Chantal FONTAINE Pascale SENELLART
Directeur de thèse :	Jean-Michel GERARD



*A mes grands parents  
Reine et Marcel Bringuier  
Joanna Nowicka et Mieczysław Nowicki*





Il est d'usage de commencer une thèse par les remerciements aux personnes qui ont contribué de près ou d'un peu plus loin à son élaboration. Je ne déroge donc pas à la règle.

Evidemment, je tiens à remercier les membres de mon jury de thèse d'avoir accepté de participer à cette "étape importante". Merci donc à mes rapporteurs - Vincent Berger et Hervé Rigneault-d'avoir eu la patience de me lire quand moi-même je ne l'avais plus. Merci également à Chantal Fontaine et Pascale Senellart d'avoir accepté de venir m'écouter. Une attention particulière pour Le Si Dang, qui au delà de l'examineur a toujours été d'une extrême gentillesse pendant tout le temps de mon séjour à NPSC.

Un grand merci également à mon cher directeur de thèse, Jean-Michel Gérard, pour m'avoir soutenue pendant ces quelques années. Merci d'avoir eu le temps de te rendre disponible, même quand il s'agissait de me débusquer au fin fond d'une salle noire de microphotoluminescence, et de chasser le photon unique. J'ai appris que c'était une bête difficile à attraper! Un grand merci également à Bruno Gayral, avec qui j'ai appris beaucoup de choses à mon arrivée au labo, et qui n'hésite pas à être là quand besoin est. Et quand je pense à Bruno, je pense forcément aussi à Ségolène Olivier (dite Gayral aujourd'hui), avec qui j'ai étudié les premiers micropiliers, et grâce à qui j'ai gagné beaucoup de temps dans l'étude de ces objets. Evoquer Ségolène m'amène également à évoquer Ralph Hahner, avec qui nous avons travaillé d'arrache pied sur ces micropiliers, et avec qui j'ai passé une année de franche rigolade qui m'a manqué par la suite! Mon cher Ralph, j'espère que tu apprécies maintenant tes brevets!! Enfin, merci également à Julien Claudon, arrivé à point nommé à la fin de cette thèse pour lui redonner un coup de peps et de dynamisme. La relève est assurée. Je souhaite également bonne chance à Maela Bazin dans son domptage de la (ou des) machines MBE III-V.

Ce travail de thèse n'aurait pas pu voir le jour sans les nombreuses collaborations dont il a été l'objet. Je ne peux donc pas oublier les personnes qui ont contribué à tout cela: le LTFC avec Lea Di Cioccio, Loïc Sanchez et Marion Miguette, qui ont toujours été volontaires et téméraires pour mettre au point les collages dont nous avons besoin; le LPN avec Pascale Senellart (dont il a déjà été question plus haut!) pour sa très grande disponibilité pour réaliser les étapes de fabrication de certains de mes microdisques; je n'oublie pas non plus Laurence Ferlazzo à qui je n'ai pas eu affaire directement mais qui a réalisé pour Ralph des gravures de grande précision. Merci également à Laurent Grenouillet et Philippe Gilet du DOPT pour les dépanages au LIR, et leur aide précieuse à l'utilisation de leur salle blanche. Merci à Violaine Salvador du LEMMA pour les découpes de grande précision au FIB ainsi qu'à Guillaume Lecamp et Philippe Lalanne de l'Institut d'Optique pour leur contribution à ce travail. Je n'oublie pas non plus les personnes de Wurzburg avec qui j'ai eu l'occasion de travailler: Stephan Reitzenstein mais aussi Carolin Hoffman qui ont eu la gentillesse de m'accueillir quelques jours. Ma pensée va aussi naturellement à Willem Wos et Philip Harding, avec qui j'ai eu des échanges très enrichissants. Je n'oublie pas non plus Se-Heon Kim du KAIST, avec qui j'ai aussi eu l'occasion de travailler sur l'étude de modes de cristaux photoniques.

Plus proche de moi, je pense également aux personnes qui ont contribué de façon non négligeable à l'aboutissement de ce travail, et qui ont toujours été là pour me donner un bon coup de main quand plus rien ne voulait fonctionner. Ainsi, merci beaucoup à Yann Genuist, mon mentor du décryptage de pannes MBE, je me demande encore aujourd'hui s'il y a un truc que nous n'avons pas démonté sur cette sacrée petite machine. Merci aussi à Yoann Curé, pour avoir plus que souvent donné LE coup de main qui a sauvé L'Echantillon. Enfin, je ne peux pas oublier ma chère Marlène Terrier, qui a toujours été là à la fois pour les dépannages MBE, mais aussi pour plein d'autres choses, que ce soit technique, ou plus important encore, quand il s'agissait de rigoler un peu. Côté optique, merci à Kuntheak Keng, Sebastien Moehl et surtout Adrien Tribu pour les coups de main côté optique. Je l'avoue aujourd'hui : rien ne vaut un laser d'alignement ! Merci également à Joël Bleuse d'avoir mis tous ses efforts pour l'adaptation de la manip de temps résolu à l'IR. On tient le bon bout ! Enfin, merci aussi côté "spectro" (je sais, ça n'est plus d'actualité !) à Jean-Philippe Poizat et Mathieu Munsh pour leur grande détermination à chercher les photons uniques sur mes échantillons.

Plus généralement, j'ai été vraiment très heureuse de passer ces quelques années au sein du laboratoire NPSC, et je tiens aussi à en remercier tous les membres. J'ai forcément une pensée envers tous les anciens thésards avec qui j'ai passé des moments inoubliables, Fabian Rol et Sebastien Founta, la "nitrure team" (qui a basculé à 50% dans les III-As, bravo, c'est beau les convictions, n'est-ce pas Seb !), Ivan-Christophe Robin pour nos discussions hautement philosophiques sur La Vie, Laurent Maingault pour avoir supporté les dites conversations (mais quelle patience !), Fabien Guillot, Sylvain Leconte, et plus récemment tous les nouveaux arrivés qui contribuent à maintenir cette ambiance chaleureuse dans le labo. En particulier, bonne chance à mon ex-nouveau co-bureau Julien Renard et à sa nouvelle co-bureau Lise Lahourcade. Je n'oublie pas non plus les "sinapsois" : Manu Hadji, Vincent Calvo, Eric Delamadeleine et mon cher Monsieur Jérémy Verbert, à la fois pour leur contribution scientifique (mais si, rappelez-vous, je suis venue 10000 fois essayer des manips, faire du ftir, demander des conseils...) mais aussi pour leur contribution musicale, qui valait le coup d'oreille. Les soirées du dimanche gastronomiques et en musique, ça se perd de nos jours !

Et voilà, j'en ai presque fini, et dans ce dernier paragraphe, je voulais remercier de façon générale tous les gens les plus proches de moi et qui m'ont soutenue, surtout en ces derniers temps difficiles de rédaction : d'abord ma petite ratroute Rita Najjar (et non je ne t'ai pas oubliée!!! c'était fait exprès!!) qui a illuminé le labo de sa présence quand elle est arrivée, et avec qui on a débuté les 400 coups. Miss Najjar, merci pour tout (et bon courage à toi pour ta rédaction, ça va être dur tu vas voir !). Merci aussi Mme Emmanuelle Pauliac-Vaujour (et monsieur aussi en passant) pour leur soutien et tout le reste; Magalie Poulette Faivre (est-ce son vrai nom ?) et sa moitié pour leur bonne humeur, Celine et Omar pour leur grand grand soutien de longue date et bon courage à Barbara RM (aller, c'est bientôt la fin) et à Claire D., tu vois ce qui t'attend!!!! Promis, on fera la fête dès que vous aurez fini.

Enfin, même si ça n'est pas très original et que souvent les remerciements se finissent ainsi, je tiens à remercier ici du fond du coeur ma famille qui m'a toujours soutenue contre vents et marées. Même si ça fait un peu "école des fans", merci à ma maman en particulier pour son aide et son soutien précieux tout au long de cette thèse, à mon père, à ma petite soeur, et à mes cousins, pour tout, et aussi juste pour être là. Je vous embrasse très très fort.



---

## Résumé

Ce travail de thèse porte sur l'étude par spectrophotométrie de phénomènes de couplage entre un émetteur photonique discret et une cavité optique dont les propriétés sont adaptées à l'émetteur. Nous nous sommes intéressés à l'interaction de boîtes quantiques semiconductrices InAs/GaAs avec des microcavités optiques dont la géométrie originale diffère selon les propriétés dont on veut tirer partie. Ainsi, nous partirons de la fabrication de ces systèmes par épitaxie par jets moléculaires, pour nous focaliser sur trois grands types de microcavités, dont nous décrirons à la fois les étapes de fabrication, mais aussi les études optiques réalisées par spectrophotométrie Infra-rouge. Ainsi, les microdisques reportés sur saphir par collage moléculaire ont montré un important potentiel pour la réalisation de microlasers, grâce à de très bonnes propriétés de dissipation thermique. Sur les micropiliers à miroirs de Bragg, nous avons expérimentalement montré pour la première fois la co-existence de modes de galerie et de modes de micropiliers, ainsi que la possibilité d'exploiter l'effet laser sur ces modes, ce qui ouvre de nouvelles perspectives en termes de systèmes photoniques. Nous avons également développé une technique originale et reproductible de métallisation à l'or des flancs et démontré son innocuité sur les propriétés optiques de ces modes, ce qui permet d'envisager son application à d'autres dispositifs. Enfin, nous terminons par la fabrication et l'étude de nano-fils photoniques à boîtes quantiques uniques, dont les capacités prometteuses permettent de conclure à une concurrence sérieuse vis-à-vis des micropiliers en tant que source de photon unique.

## Summary

The aim of this ph-D thesis was to study by spectrophotometry coupling phenomenon between single emitters such as InAs/GaAs quantum dots inside an optical microcavity tailored to the emitter. The purpose was to propose and to demonstrate the potential of several microcavities' original geometries. In this manuscript, we will start from the growth's description of such structures by Molecular Beam Epitaxy (MBE) to focus on three different proposals of innovative geometries for which we will both describe the technological process leading to their manufacturing, as well as the optical studies performed to demonstrate their potential. For example, microdisks directly bonded to sapphire showed very interesting thermal dissipation leading to amazing properties for microlasers. On Bragg mirrors micropillars, we have shown for the first time that those structures were able to sustain both high-Q whispering-gallery modes and lateral standard micropillars modes, as well as the ability to use those modes as lasing modes, which open new possibilities in term of microphotonic devices. We also developed a specific reproducible Au-coating technique and studied its effect on the micropillars modes, showing that no degradation of the optical properties of the pillar due to the metal occurred, leading to the possibility to use this technique for various specific applications. Finally, we propose and demonstrate the potential of using a single quantum dot inserted in a monolithic nanowire for its very high collection efficiency, showing that this kind of structure could be a very serious competitor to the usual geometry used for single photon sources, the micropillar.

---

---

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Boîtes Quantiques, Microcavités Optiques</b>	<b>17</b>
1.1	Modification des propriétés d'émission spontanée : couplage faible, couplage fort .	17
1.1.1	Effet Purcell . . . . .	18
1.1.2	Le couplage fort . . . . .	21
1.2	Emetteurs pour microcavités optiques : les Boîtes Quantiques . . . . .	25
1.2.1	Description structurale d'une boîte quantique . . . . .	25
1.2.2	Quelques Propriétés Optiques . . . . .	26
1.3	Bref état de l'art sur le couplage entre une boîte quantique et une microcavité . .	30
1.4	Quelques applications potentielles . . . . .	33
1.4.1	Microlasers . . . . .	33
1.4.2	Sources de photons uniques . . . . .	35
1.5	Conclusion . . . . .	38
<b>2</b>	<b>Epitaxie de semiconducteurs III-V : Conditions expérimentales utilisées</b>	<b>43</b>
2.1	Epitaxie par jets moléculaires . . . . .	43
2.2	Désoxydation des substrats de GaAs . . . . .	44
2.3	Croissance de couches bidimensionnelles GaAs/AlAs et ternaires . . . . .	46
2.4	Croissance de boîtes quantiques InAs . . . . .	47
2.5	Cavités à miroirs de Bragg GaAs/AlAs . . . . .	52
2.5.1	Breve introduction aux propriétés optiques des cavités planaires à miroirs de Bragg . . . . .	52
2.5.2	Epitaxie de cavités à miroirs de Bragg . . . . .	54
2.6	Description des échantillons utilisés . . . . .	56
2.6.1	Cavité planaire 96J02 (modes de galerie dans les micropiliers) . . . . .	56
2.6.2	Cavité planaire 46I02 (micropiliers métallisés) . . . . .	60
2.6.3	Echantillons 36H03 et 126J12 (nanofils pour source de photons uniques) .	62
2.7	Conclusion . . . . .	65
<b>3</b>	<b>Etude de microcavités à modes de galerie : les microdisques reportés sur saphir et les micropiliers</b>	<b>69</b>
3.1	Quelques aspects généraux des modes de galerie . . . . .	69
3.1.1	Bref historique sur les modes de galerie . . . . .	69
3.1.2	Quelques caractéristiques théoriques des modes de galerie . . . . .	70

---

3.2	Microdisques collés . . . . .	75
3.2.1	Mise au point d'une méthode de fabrication des échantillons . . . . .	77
3.2.2	Caractérisations optiques : structure modale, facteurs de qualités et discussion sur l'échauffement . . . . .	83
3.3	Micropiliers à modes de galerie . . . . .	107
3.3.1	Description de l'échantillon . . . . .	108
3.3.2	Structure modale des modes de galerie dans les micropiliers: identification des raies, Intervalle Spectral Libre et coexistence de modes . . . . .	110
3.3.3	Caractérisations des résonances de modes de galerie dans les micropiliers : facteurs de qualité, volume effectif, facteur de Purcell . . . . .	116
3.3.4	Etudes en puissance : échauffement et premières expériences sur l'effet laser pour les modes de galerie de micropiliers . . . . .	119
3.3.5	Vers de nouveaux dispositifs? . . . . .	123
3.4	Conclusion et perspectives . . . . .	125
<b>4</b>	<b>Micropiliers à flancs métalliques : vers l'inhibition de l'Emission Spontanée</b>	<b>131</b>
4.1	Quelques aspects généraux des micropiliers . . . . .	131
4.2	Effets attendus de la métallisation . . . . .	136
4.3	Description des échantillons . . . . .	141
4.4	Propriétés modales et facteurs de qualité de micropiliers métallisés . . . . .	143
4.4.1	Facteurs de qualité . . . . .	144
4.4.2	Structure modale des micropiliers métallisés . . . . .	146
4.5	Modélisation des effets de contrainte . . . . .	149
4.5.1	Modèle de cylindres coulissants . . . . .	151
4.5.2	Modèle de cylindres contraints longitudinalement . . . . .	153
4.6	Vérification en température de l'hypothèse de contrainte . . . . .	158
4.6.1	Principe de la mesure . . . . .	158
4.6.2	Influence de la puissance à température fixée: définition d'un protocole expérimental . . . . .	159
4.6.3	Détermination des décalages spectraux . . . . .	160
4.7	Conclusion et perspectives . . . . .	161
<b>5</b>	<b>Fils photoniques et Sources de Photons Uniques</b>	<b>167</b>
5.1	Motivation . . . . .	167
5.2	Description et fabrication des échantillons . . . . .	170
5.3	Résultats expérimentaux : estimation de l'efficacité de collection . . . . .	172
5.4	Conclusion et perspectives . . . . .	175



# Introduction

Dès la deuxième moitié du 19<sup>ème</sup> siècle, Maxwell pose les jalons des théories modernes sur la lumière, en en proposant une description précise à l'aide du formalisme d'ondes électromagnétiques. Ce sont les quelques "détails" non expliqués par cette théorie, comme par exemple l'effet photoélectrique ou encore les radiations de corps noirs, qui poussent alors des physiciens comme Planck ou Einstein à introduire les notions de quanta, qui mèneront bientôt à la révolution des théories quantiques. Bohr, en 1913, applique ces concepts de quantification à l'atome, et est alors en mesure d'en prédire avec précision les propriétés spectrales. Les opticiens quantiques réalisent un peu plus tard, au début des années 50, que des atomes confinés dans des résonateurs voyaient la dynamique de leurs transitions radiatives modifiées. C'est Purcell, dès 1946, qui dans un article très court sur les résonances magnétiques, prévoit que les taux d'émission spontanée, vus auparavant comme des facteurs immuables, sont en fait modifiés quand l'atome source est enfermé dans une cavité dont la densité de modes électromagnétiques est très différente de celle de l'espace libre. Au cours des années 80, le rêve des théoriciens d'isoler des atomes uniques en interaction avec des modes confinés électromagnétiques, et donc de mettre en évidence de tels phénomènes, devient réalité. A cette époque, on ira jusqu'à démontrer que l'émission spontanée peut devenir un phénomène réversible de par l'échange d'énergie entre l'atome et la cavité. A partir de là, de nouveaux concepts liés au traitement de l'information qui mèneront aux notions de cryptographie quantique ou encore d'ordinateur quantique sont proposés par des physiciens tels que Feynman, Benioff, Jozsa, Bennett, Ekert... Les électrons, vecteurs traditionnels de transmission de l'information, sont alors remplacés par les états quantiques d'un système à deux niveaux. Des réalisations pratiques de portes logiques quantiques par exemple, montrent la faisabilité de principe de telles idées. Cependant, la manipulation difficile d'atomes isolés ne permet pas une transposition simple de ces objets dans la vie de tous les jours.

Parallèlement à cela, les développements de la physique du solide, avec par exemple les méthodes de croissance dites auto-organisées, permettent de mettre à jour de nouveaux types d'émetteurs semiconducteurs : les boîtes quantiques. Grâce à leur confinement tridimensionnel, ces structures présentent une émission quasi-monochromatique à basse température, et une séparation nette entre niveaux énergétiques : on les baptise "atomes artificiels". Dans les années 90, grâce notamment au fort développement des techniques de la microélectronique qui utilisent également des matériaux semi-conducteurs, on devient capable de façonner des cavités à l'échelle de la boîte quantique : de nouvelles perspectives d'utilisation des effets d'électrodynamique quantique en cavité à l'état solide s'ouvrent alors. Ainsi, on peut envisager le contrôle de l'émission spon-

---

tanée à l'échelle de la puce. Des dispositifs pratiques tirent partie de ces effets; c'est le cas par exemple des microlasers, ou des diodes électroluminescentes, qui, grâce à un meilleur contrôle de l'émission spontanée voient leur rendement amélioré.

Le fil directeur de cette thèse suit cette philosophie. C'est par la proposition de géométries de confinement originales (microdisques reportés sur saphir, micropiliers à modes de galerie ou métallisés, fils photoniques) que nous proposons d'améliorer encore les propriétés de dispositifs pratiques tirant partie d'effets d'électrodynamique quantique en cavité. Nous nous sommes focalisés sur un système semiconducteur en particulier : la famille des arséniures (GaAs/AlAs/InAs et ternaires). Ce système présente l'énorme avantage d'être très bien connu du point de vue matériau, ce qui permet notamment d'explorer les phénomènes de couplage indépendamment des propriétés du matériau lui-même.

Il est important de resituer ce travail de thèse dans son contexte au laboratoire : la fabrication et l'étude de matériaux III-As étant une nouvelle thématique, un temps important a été consacré à la mise au point des méthodes d'élaboration de ce type de semiconducteurs. De même, il a fallu mettre au point les techniques de structuration de microcavités autour de ces boîtes quantiques, pour certains aspects grâce à la mise en oeuvre des moyens disponibles au laboratoire, et pour d'autres en collaboration avec d'autres groupes. Enfin, et c'est finalement le point sur lequel ce manuscrit est focalisé, ce travail a comporté une forte composante expérimentale d'optique des semiconducteurs, et ce dans des conditions parfois délicates puisque le laboratoire n'était pas axé sur l'étude de systèmes dans le proche infra-rouge. Nous espérons cependant, grâce au travail effectué pendant ces quelques années, avoir contribué à poser des "jalons" solides qui permettront aux successeurs sur ces thématiques d'aller plus en avant dans les brèches déjà ouvertes.

Ce manuscrit est organisé de la manière suivante :

**Le chapitre 1** est une introduction générale familiarisant le lecteur aux phénomènes mis en jeux dans les structures que nous étudierons. Il introduit notamment les notions de microcavités, de boîtes quantiques et de couplage entre les deux. Il dresse un bref état de l'art sur l'étude du couplage dans la communauté des semiconducteurs III-V, et se termine par envisager les applications qui nous intéressent : microlasers et sources de photons uniques.

**Le chapitre 2** présente les conditions épitaxiales utilisées pour fabriquer ces boîtes quantiques et les cavités associées. Il dresse notamment le "portrait structural" des cavités qui ont été étudiées dans les paragraphes suivants.

**Le chapitre 3** traite du phénomène de modes de galerie dans des dispositifs à géométrie originale : d'une part, nous verrons que l'intégration des microdisques semiconducteurs à boîtes quantiques directement sur saphir permet d'améliorer significativement leurs propriétés thermiques, et ainsi ouvre la voie à l'obtention de lasers à bas seuil, facilement intégrables et transposables à d'autres matériaux semiconducteurs. D'autre part, nous montrerons qu'un autre type de géométrie présente ce type de résonances : les micropiliers à miroirs de Bragg, qui sont à l'origine utilisés pour d'autres types de résonances. Ce résultat original

---

et inattendu permet notamment d'envisager l'exploitation des deux types de modes, et ouvre des perspectives séduisantes en terme de dispositifs.

**Le chapitre 4** est consacré justement à l'étude des modes "classiques" de micropiliers, mais dont les flancs ont été métallisés. En effet, selon une étude publiée il y a de cela quelques années, ceci aurait pour effet d'inhiber l'émission des boîtes quantiques en dehors des modes d'intérêt. Ainsi, il serait possible d'améliorer l'efficacité de sources de photons uniques exploitant ce type de géométrie. Avant toute chose, nous avons voulu vérifier que le métal n'induisait pas de changement profond des résonances de ces objets, et en particulier qu'il n'occasionnait pas de pertes supplémentaires. Nous montrerons que le seul effet détectable est dû aux contraintes mécaniques exercées par l'or sur le micropilier.

**Le chapitre 5** concerne enfin un autre type de géométrie susceptible d'améliorer les propriétés de sources de photons uniques : les fils photoniques. Des calculs effectués par nos camarades de l'institut d'optique montrent qu'en deça d'un certain diamètre, la quasi totalité de l'émission spontanée d'une boîte quantique pouvait être redirigée par le fil. Nous avons donc entrepris de réaliser un tel dispositif, en utilisant une approche par gravure. Nous exposons les premières mesures d'efficacité de collection réalisées sur ce type d'objet, qui laissent envisager des perspectives très intéressantes.

---

# Chapitre 1

## Boîtes Quantiques, Microcavités Optiques

Le travail dont il sera question au cours de ce manuscrit est basé sur les modifications d'émission spontanée pour un émetteur placé dans une cavité. Contrairement à ce qui était couramment admis jusqu'au début des années 50, les propriétés d'émission spontanée d'un émetteur ne sont pas intrinsèques mais dépendent, parfois même fortement, de son milieu environnant. Les premières confirmations expérimentales de modification d'émission spontanée ont lieu au début des années 80.

Dans ce chapitre, nous présenterons dans un premier temps différentes possibilités qu'a un opérateur pour modifier le taux d'émission spontanée d'un émetteur. Ceci nous amènera à introduire la notion du couplage de l'émetteur à son environnement extérieur, et expliquera en particulier l'utilisation de cavités optiques. Les choix de l'émetteur et du type de cavité étant cruciaux, nous présenterons ceux que nous avons retenus, ainsi qu'un bref état de l'art sur les expériences proposées et menées depuis quelques années. Enfin, ce tour d'horizon ne serait pas complet sans l'évocation de dispositifs qui tirent profit de ces modifications. Nous nous focaliserons en particulier sur deux d'entre eux, qui sont liés aux travaux menés pendant cette thèse : les microlasers et les sources de photons uniques.

### 1.1 Modification des propriétés d'émission spontanée : couplage faible, couplage fort

Le contrôle de l'émission spontanée est une thématique qui s'est beaucoup développée dans les années 80, pour améliorer notamment les performances de composants optoélectroniques. Dans les diodes électroluminescentes, ou encore dans les diodes laser par exemple, on cherche à générer de façon efficace la lumière à partir d'une hétérostructure semiconductrice. Dans le cas de DEL, on vise à maximiser l'efficacité de conversion de paires électron-trou en photons, tout en optimisant l'extraction. Pour les lasers, c'est l'émission spontanée dans le mode laser qui prépare l'émission stimulée, alors que l'émission spontanée dans les autres modes consomme inutilement des paires électron-trou. On voit donc que dans ce type de systèmes, le contrôle de l'émission spontanée peut ouvrir des pistes intéressantes. Voyons comment on peut agir sur cette

quantité.

### 1.1.1 Effet Purcell

Considérons pour simplifier un émetteur à deux niveaux dans un environnement libre. Son taux d'émission spontanée est donné par la règle d'or de Fermi :

$$\Gamma = \frac{1}{\tau} = \frac{2\pi}{\hbar} \left| \langle e,0 | -\vec{d} \cdot \vec{E} | g,1 \rangle \right|^2 \rho(\omega) \quad (1.1)$$

où  $\Gamma$  est le taux d'émission spontané,  $\tau$  le temps de vie de l'émetteur,  $\vec{d}$  et  $\vec{E}$  le dipôle et le champ électrique,  $\rho(\omega)$  la densité de modes par unité de volume.

Dans l'espace libre, on peut montrer que cette dernière est donnée par [1]:

$$\rho_{\text{EL}}(\omega) = \frac{\omega^2 n^3}{\pi^2 c^3} \quad (1.2)$$

Ainsi, modifier l'indice du milieu  $n$  suffit déjà à modifier la densité de modes et donc le taux d'émission spontanée. Une autre stratégie consiste simplement à changer la nature même de la densité de mode : en diminuant la dimensionnalité du système, on est capable de modifier localement celle-ci. C'est par exemple le cas lorsque l'on considère une cavité 0D (comme cela est schématisé figure 1.1) : si l'émetteur est plus fin spectralement que mode de la cavité, il "voit" un continuum de modes localement modifié au voisinage de la fréquence  $\omega$  dite "fréquence de résonance". En  $\omega$ , la densité de modes est plus importante pour l'émetteur dans la cavité que pour le même émetteur dans l'espace libre. Le taux d'émission spontanée s'en voit donc augmenté. C'est ce que Purcell suggère dès 1946 [2].

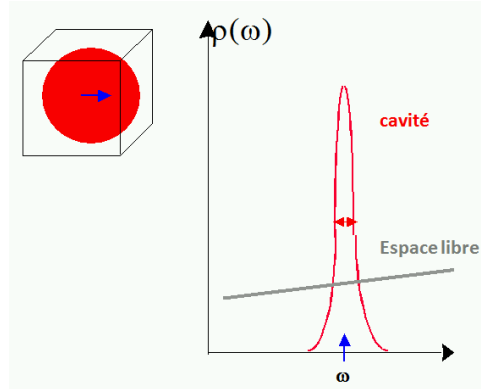


FIG. 1.1 – Schéma simplifié de la modification locale de la densité de modes pour un émetteur à la fréquence  $\omega$ . On a représenté ici la densité de modes pour une microcavité 0D, comparé à l'espace libre (équation 1.2).

On peut montrer en comparant les densités de mode dans les deux cas que le taux d'émission spontanée est exalté ou inhibé d'un facteur  $F_p$  par rapport au taux d'émission dans un milieu d'indice  $n$ , donné par :

$$F_p = \frac{\Gamma_m}{\Gamma_0} = \frac{3Q(\lambda/n)^3}{4\pi^2 V_{eff}} \quad (1.3)$$

où  $\Gamma_m$  est le taux d'émission spontanée de l'émetteur dans la cavité dans le mode  $m$ ,  $\Gamma_0$  le taux d'émission spontanée du même émetteur hors de la cavité,  $V_{eff}$  le volume modal,  $\lambda$  la longueur d'onde et  $Q$  le facteur de qualité de la cavité. Il faut préciser ici les deux grandeurs importantes que sont  $V_{eff}$  et  $Q$  :

- $V_{eff}$ , le volume modal, souvent aussi appelé volume effectif, caractérise la capacité qu'a la cavité de confiner le champ électromagnétique. Il correspond au volume qu'occuperait le champ s'il était uniformément réparti et égal à sa valeur maximale (figure 1.2) soit :

$$\iiint |\vec{E}(\vec{r})|^2 d^3\vec{r} = V_{eff} |\vec{E}(\vec{r})|_{max}^2 \quad (1.4)$$

ou encore :

$$V_{eff} = \frac{\iiint |\vec{E}(\vec{r})|^2 d^3\vec{r}}{|\vec{E}(\vec{r})|_{max}^2} \quad (1.5)$$

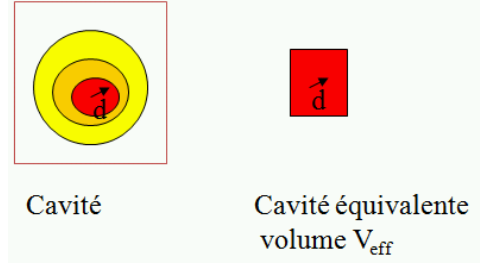


FIG. 1.2 – Schéma de principe du volume effectif : il correspond au volume qu'occuperait le champ s'il était uniformément réparti et égal à sa valeur maximale.

- $Q$ , le facteur de qualité, traduit la capacité de la cavité à stocker l'énergie électromagnétique. On le définit comme pour tout résonateur par :

$$Q = \frac{2\pi(\text{Energie stockée})}{\text{Energie dissipée par cycle}} \quad (1.6)$$

Explicitons cette quantité. Soit  $\tau_p$  le temps de vie caractéristique du photon dans la cavité. La décroissance de l'énergie stockée dans la cavité en fonction du temps est exponentielle, et  $\tau_p$  correspond à son temps caractéristique d'amortissement (figure 1.3.a). Si  $\xi(t)$  est l'onde stockée dans la cavité, on peut écrire :

$$E_{stockée} \propto e^{-t/\tau_p} \propto |\xi(t)|^2 \quad (1.7)$$

Ainsi :

$$|\xi(t)| \propto e^{-t/2\tau_p} e^{i\omega_0 t} \quad (1.8)$$

Dans l'espace de Fourier, notre onde s'écrira donc :

$$\xi(\omega) = \int_0^{+\infty} e^{-t/2\tau_p} e^{i\omega_0 t} e^{-i\omega t} dt \quad (1.9)$$

Soit :

$$\xi(\omega) = \frac{1}{\frac{1}{2\tau_p} + i(\omega_0 - \omega)} \quad (1.10)$$

Le profil d'intensité de notre onde (proportionnel à  $|\xi(\omega)|^2$ ) est donc une Lorentzienne centrée en  $\omega_0$  et de largeur à mi-hauteur  $\Delta\omega = 1/\tau_p$  (figure 1.3.b) puisque :

$$|\xi(\omega)|^2 = \frac{1}{\frac{1}{4\tau_p^2} + (\omega_0 - \omega)^2} \quad (1.11)$$

Ainsi, si en  $\tau_p$  la quasi totalité de l'énergie est perdue (figure 1.3.a), en une période  $T = \frac{2\pi}{\omega}$  n'est perdue que la fraction  $\frac{T}{\tau_p} = \frac{2\pi}{\omega} \Delta\omega$  de l'énergie stockée. On peut donc réécrire  $Q$  (formule 1.7) sous la forme :

$$Q = \frac{2\pi E_{\text{stockée}}}{E_{\text{stockée}} \frac{2\pi}{\omega} \Delta\omega} \quad (1.12)$$

$$Q = \frac{\omega}{\Delta\omega} \quad (1.13)$$

Le facteur de qualité  $Q$  peut donc être défini à partir de la réponse spectrale de la cavité. Dans l'équation 1.3,  $F_p$  est connu sous le nom de facteur de Purcell [2]. Pour une cavité de haut facteur de qualité et de petit volume de confinement, une exaltation de l'émission spontanée dans le mode considéré a lieu, qui a déjà été observée expérimentalement pour plusieurs systèmes, tant en physique atomique [3], que pour des boîtes quantiques dans des microcavités semi-conductrices [4]. Notons que cette formule n'est valable que sous certaines conditions :

- La boîte doit être localisée à un ventre du champ.
- Elle doit être en accord parfait avec la résonance spectrale de la cavité.
- Son moment dipolaire doit être parallèle à la direction du champ.

Si ces trois conditions ne sont pas remplies, on aura  $\frac{\Gamma_m}{\Gamma_0} \leq F_p$ . Le facteur de Purcell,  $F_p$ , est donc la valeur maximale que peut prendre le rapport des taux d'émission spontanée. A ce titre, il constitue une "figure de mérite" de la cavité, et permet entre autre de comparer différents systèmes entre eux.



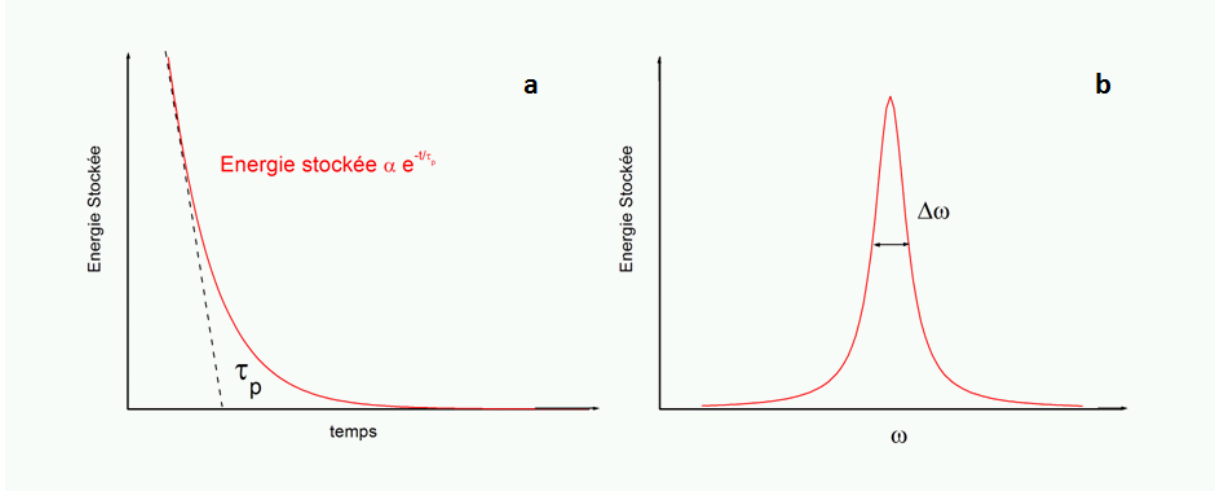


FIG. 1.3 – Représentation de l'énergie stockée dans la cavité en fonction du temps (encart a) et en fonction de la pulsation  $\omega$  (encart b).

### 1.1.2 Le couplage fort

Dans le paragraphe précédent, nous avons vu que quand un émetteur est en interaction avec un continuum de modes dont la densité d'états est modifiée par la présence d'une cavité 0D, on pouvait obtenir de l'inhibition ou de l'exaltation de l'émission spontanée. Ceci est en pratique réalisé quand la largeur spectrale de l'émetteur est fine devant la largeur spectrale de la cavité : on peut alors l'assimiler à un "quasi" continuum de modes. Si en pratique cette condition n'est plus vérifiée, on ne peut alors plus utiliser le formalisme de la règle d'or de Fermi : il faut considérer l'atome et le champ électromagnétique comme des états quantiques, et calculer formellement les états propres du système, en tenant compte de l'interaction dipôle de l'émetteur/champ. Une approche très pédagogique de cette situation est donnée dans [5]. Nous allons la résumer brièvement.

#### Système de Jaynes-Cummings et formalisme de l'atome habillé par le champ

Considérons un émetteur à deux niveaux en résonance avec une telle cavité, à l'énergie  $E_0$  (fréquence  $\omega_0$ ). Dans le formalisme de Jaynes-Cummings [6] [7], les états de ce système couplé s'écrivent  $|e, n\rangle$  ou  $|g, n\rangle$ ,  $n$  correspondant au nombre de photons dans la cavité et  $e$  ou  $g$  à l'état de l'émetteur à deux niveaux ( $e$  : état excité,  $g$  : état fondamental). Dans le cas où l'on ne considère pas l'interaction dipôle/champ, les états  $|e, n\rangle$  et  $|g, n+1\rangle$  sont des paires dégénérées. On y fait souvent référence par le terme d' "états nus". Lorsque l'on introduit la perturbation provenant du hamiltonien d'interaction, le hamiltonien total dans le sous espace associé aux doublets  $|e, n\rangle$  et  $|g, n+1\rangle$  s'écrit :

$$\hat{\mathbf{H}}_n = \begin{pmatrix} n\omega + \frac{1}{2}\hbar\omega_0 & \hbar\Omega\sqrt{n+1} \\ \hbar\Omega\sqrt{n+1} & (n+1)\omega - \frac{1}{2}\hbar\omega_0 \end{pmatrix}$$

A  $n$  donné, les valeurs propres de ce hamiltonien nous donnent les énergies propres du système qui sont:

$$E_{\pm}(n) = \left(n + \frac{1}{2}\right) \hbar\omega \pm \hbar\Omega\sqrt{n+1} \quad (1.14)$$

Ainsi, un état “nu” dégénéré  $|e,n\rangle$  et  $|g,n+1\rangle$ , lorsqu’il est “habillé par le champ”, donne naissance à deux états séparés en énergie de  $2\hbar\Omega\sqrt{n+1}$ , comme cela est schématisé figure 1.4.

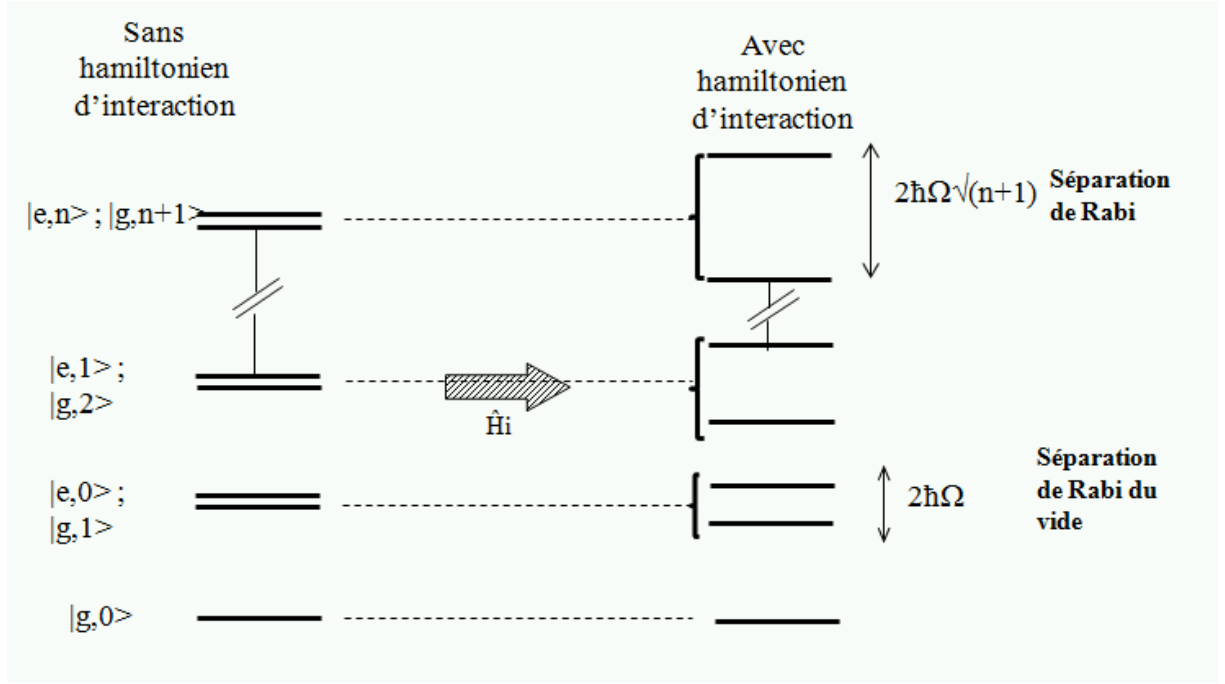


FIG. 1.4 – Schéma de principe de la levée de dégénérescence liée à la prise en compte du hamiltonien d'interaction émetteur/cavité. Sans hamiltonien, les états sont dégénérés (sauf le fondamental). Quand on tient compte du hamiltonien, les états “habillés par le champ” se séparent.

$\Omega$  est appelé “fréquence de Rabi”, et dépend des caractéristiques de l'interaction émetteur/champ électromagnétique. On peut montrer que celle-ci peut s'écrire comme [8] [1]:

$$\Omega = \left| \epsilon_{max} \vec{d} \cdot \vec{f}(\vec{r}_e) \right| / \hbar \quad (1.15)$$

où  $\vec{d}$  est le dipôle considéré,  $\epsilon_{max}$  est le champ maximum par photon ( $\epsilon_{max} = \sqrt{\hbar\omega/2\epsilon_0 n^2 V_{eff}}$ , où  $V_{eff}$  est le volume effectif dans lequel est confiné le champ) et  $\vec{f}(\vec{r}_e)$  traduit la polarisation de l'onde électromagnétique considérée.

### Effets attendus

De façon pratique, que signifie le couplage fort? En fait, si un émetteur est couplé de façon résonnante et exclusive avec un mode de cavité électromagnétique, le système devient résonnant

à la fréquence  $\Omega$  : l'émission spontanée (passage de  $e$  à  $g$ ) devient un phénomène réversible, car un photon, émis spontanément dans le mode de la cavité (passage de l'énergie de l'émetteur à la cavité) va ré-exciter l'émetteur par absorption qui va alors réémettre un photon dans le mode et ainsi de suite (cf figure 1.5) : on observe des oscillations dites "oscillations de Rabi" entre les états  $|e, n\rangle$  et  $|g, n+1\rangle$ .

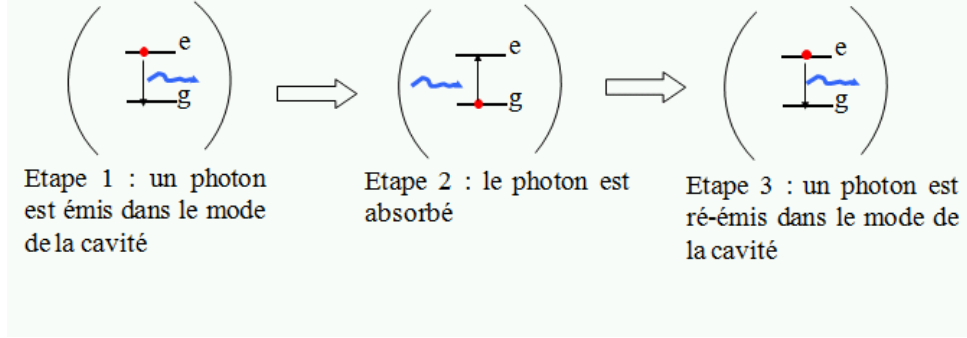


FIG. 1.5 – Schéma de principe du couplage fort : l'émission spontanée est transformée en un phénomène réversible.

Ce phénomène a pour la première fois été observé sur des atomes en cavité au début des années 90 [9]. Mais ces expériences de physique atomique se déroulant dans des conditions expérimentales difficiles, la perspective de pouvoir utiliser des boîtes quantiques, dont les propriétés se rapprochent de celles d'atomes, mais beaucoup plus simplement intégrables dans des cavités solides, semble très séduisante.

### Passage à la limite vers le couplage faible

En théorie, si le système était totalement isolé, cet échange d'énergie pourrait durer indéfiniment. En pratique, il existe des sources de décohérence. On peut citer les pertes de photons hors de la cavité, ou encore l'émission du photon dans d'autres modes (cf figure 1.6).

Comment tenir compte de l'influence des sources de décohérence évoquées plus haut ? En fait, si l'on prend en compte les largeurs spectrales de la cavité,  $\Delta\omega_c$ , et de l'émetteur,  $\Delta\omega_e$ , un critère simple pour l'observation des oscillations de Rabi est que la largeur spectrale de chacun des deux niveaux engendrés par le couplage soit inférieure à la séparation attendue entre les deux niveaux splittés (cf figure 1.7).

En termes simples, les pertes dues à la cavité ou à l'émetteur doivent être moins rapides que l'oscillation de Rabi entre émetteur et cavité. Ceci peut s'écrire :

$$2\Omega \geq 2 \frac{\Delta\omega_c + \Delta\omega_e}{2}$$

ou encore :

$$\Omega \geq \frac{\Delta\omega_c + \Delta\omega_e}{2} \quad (1.16)$$

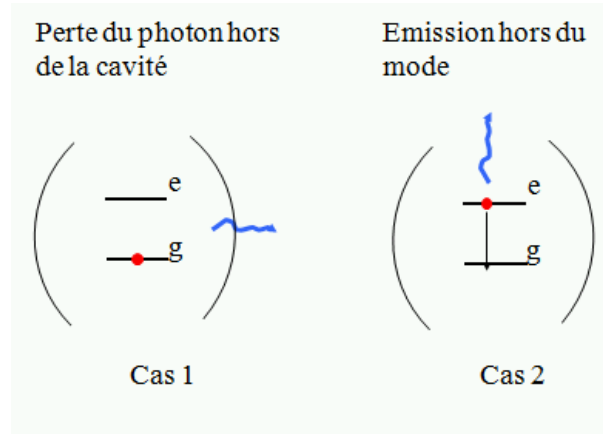


FIG. 1.6 – Deux exemples de sources de décohérence qui affectent le régime de couplage fort : 1) le photon s'échappe de la cavité 2) l'émetteur se désexcite en émettant un photon dans un mode autre que celui de la cavité.

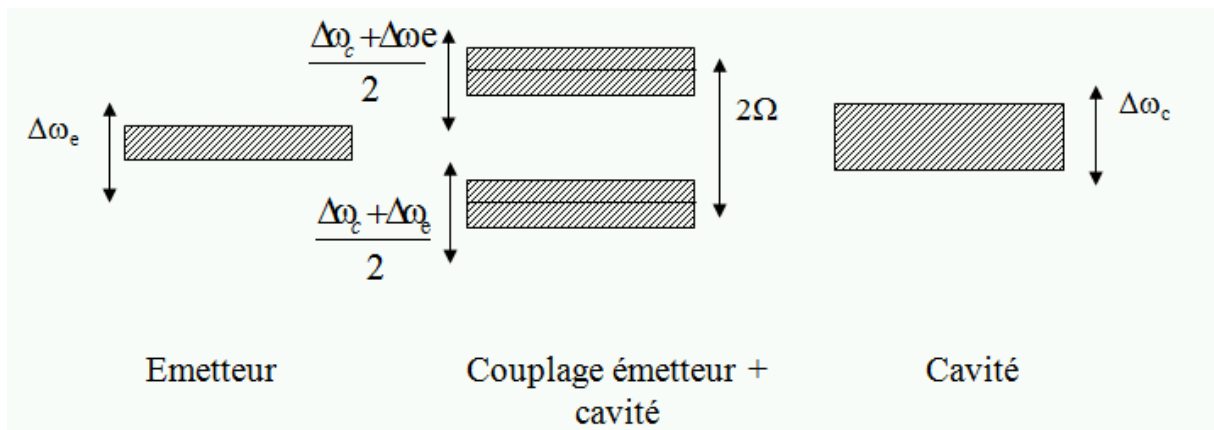


FIG. 1.7 – Prise en compte des sources de décohérence : l'émetteur a une certaine largeur spectrale, et la cavité aussi.

Il est donc nécessaire de minimiser  $\Delta\omega_c$  et  $\Delta\omega_e$ . Pour des boîtes quantiques d'InAs dont la croissance est bien maîtrisée, émettant vers  $1\mu m$  et confinées dans un volume de l'ordre de  $(\lambda/n)^3$ , en prenant  $|\vec{d}| = 9.10^{-29} C.m$  [1], on peut estimer  $\hbar\Omega$  d'après l'équation 1.15 à environ  $100\mu eV$ . Sachant que  $\Delta\omega_e$  est négligeable à basse température (quelques  $\mu eV$  en pratique) comparé à la largeur de modes de la cavité  $\Delta\omega_c$  que l'on sait obtenir actuellement (aux alentours de  $50\mu eV$  pour des cavités à  $Q=50000$ , ce qui est très exceptionnel), on voit que  $\hbar\Omega$  est très proche de  $\Delta\omega_c$ . C'est ce dernier facteur qui est limitant : quand  $\Delta\omega_c/2$  devient supérieur à  $\Omega$ , les pertes de photons hors de la cavité sont plus rapides que l'oscillation de Rabi : le photon quitte la cavité avant d'avoir pu être réabsorbé par l'émetteur. On se situe alors dans le régime de couplage faible.

## 1.2 Emetteurs pour microcavités optiques : les Boîtes Quantiques

Tant du point de vue du couplage fort que de celui du couplage faible, le choix de l'émetteur reste très important pour pouvoir maîtriser l'émission spontanée. Si l'on veut mettre en oeuvre ce type d'effet dans des dispositifs intégrables, il est plus intéressant de se tourner vers des systèmes semiconducteurs dont on maîtrise bien la fabrication. La cavité et l'émetteur sont alors définis de façon monolithiques. Une des possibilités consiste à utiliser des boîtes quantiques : nous allons voir que ces émetteurs, présentant des transitions discrètes très semblables à celles d'atomes, sont de très bons candidats.

### 1.2.1 Description structurale d'une boîte quantique

Une boîte quantique semiconductrice est un système de basse dimensionnalité, pour lequel les porteurs (électrons ou trous) sont confinés par des barrières de potentiel dans les trois directions de l'espace, dans une zone de taille nanométrique. En pratique, on réalise ce genre de structure en utilisant le mode de croissance 3D des couches contraintes de couples de matériaux A/B pour lesquels le désaccord de paramètre de maille est assez important : lors de l'épitaxie de B sur A, les contraintes sont telles qu'au bout de quelques monocouches de croissance, elles sont relâchées par la formation d'îlots tridimensionnels, de taille nanométrique (régime de croissance de type Stranski-Krastanov). En redéposant alors A sur les îlots formés par B (étape dite d' "encapsulation"), on obtient des inclusions du matériau B dans A. Au cours de ce travail, nous avons utilisé le cas de la croissance d'InAs (matériau B) sur GaAs (matériau A), dont le désaccord de paramètre de maille est d'environ 7% [10] [11] [12]. La taille et la densité des îlots varie avec les paramètres de croissance utilisés pour leur formation (température du substrat, quantité de matière déposée [13] [14]). Les densités de surface typiques sont de l'ordre de quelques  $10^{10}$  boîtes par  $cm^{-2}$ . La figure 1.8 présente une image obtenue par microscopie à force atomique (AFM) d'un plan d'îlots d'InAs réalisé pendant cette thèse (ceux-ci n'ont pas été encapsulés par GaAs pour faciliter leur observation), ainsi qu'une coupe de deux îlots selon leur diamètre. On peut retenir un rapport d'aspect d'une vingtaine de nanomètres dans le plan pour une hauteur de quelques nanomètres.

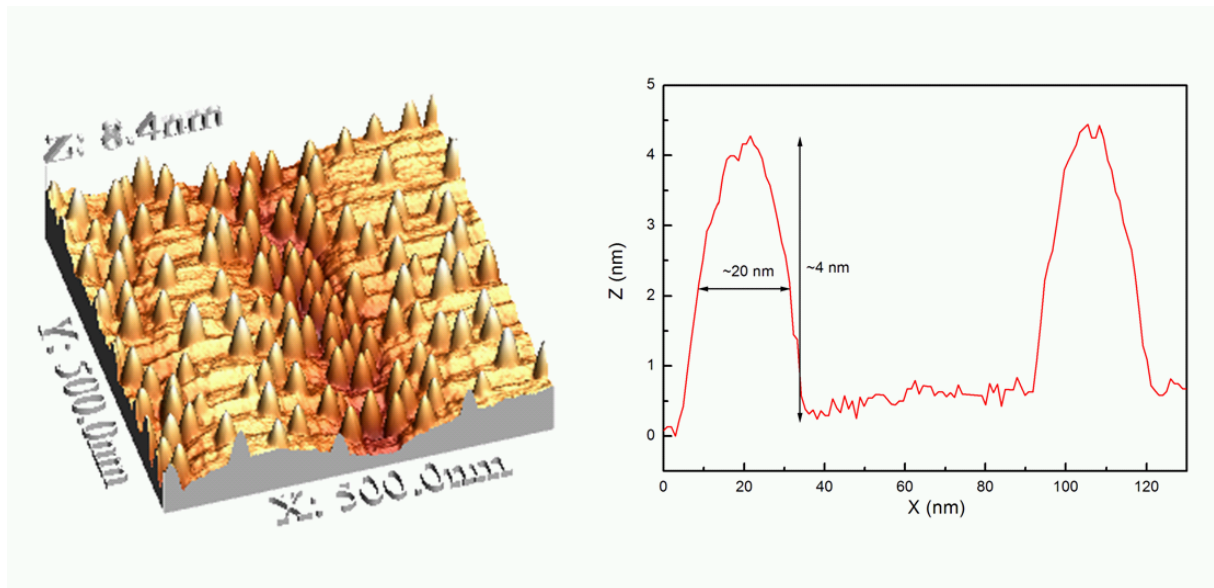


FIG. 1.8 – *A gauche : image en microscopie à force atomique d’un plan de boîtes quantiques d’InAs. A droite : Coupe selon leur diamètre de deux îlots. Ceux-ci font typiquement quelques nanomètres en hauteur et quelques dizaines de nanomètres de diamètre.*

Les formes adoptées par les îlots varient également en fonction des conditions de croissance. Certaines équipes n’observent aucune structure cristalline bien définie [14] d’autres des pyramides à base carrée [15], en passant par des formes de lentilles sphériques pour les conditions de croissance les plus proches des nôtres [16] [17] [18]. Il a été souligné de plus une tendance à la diffusion du gallium dans les îlots : certaines équipes observent un cœur composé principalement d’InAs, tandis que les flancs seraient plutôt constitués d’un alliage d’InGaAs [17]. D’autres, au contraire, notent une plus forte composition en Indium au sommet des boîtes [19] [20]. Notons enfin que tout l’InAs déposé ne sert pas à former ces boîtes : celles-ci reposent sur une monocouche bidimensionnelle d’InAs, appelée “couche de mouillage des boîtes” (Wetting Layer en anglais, WL).

### 1.2.2 Quelques Propriétés Optiques

#### Etats électroniques

L’énergie de bande interdite d’InAs étant plus faible que celle du GaAs, une boîte quantique dans une matrice de GaAs constitue un puits de potentiel tridimensionnel pour les porteurs. La structure électronique d’une boîte quantique est donc constituée d’états discrets (comme dans le cas d’un atome, ce qui leur vaut parfois l’appellation d’ “atomes artificiels”). La figure 1.9 est une représentation schématique des états de conduction et de valence d’une boîte quantique de type InAs/GaAs. Les bandes noires et grises représentent les continuum 3D du GaAs (matériau barrière) et 2D de la couche de mouillage des boîtes (Wetting Layer, WL). Le nombre de niveaux discrets (S,P etc...) au sein de la boîte et leur position en énergie dépendent fortement de

la géométrie de celle-ci. Les transitions permises entre niveaux interbandes sont les transitions entre états de même symétrie (représentés par les flèches sur la figure 1.9). Les boîtes dont il sera question dans cette thèse présentent des transitions S-S (appelés états fondamentaux) ou P-P (états excités) voisines de  $1.3\text{eV}$ , et on peut retenir à titre indicatif que les séparations intra-bandas S-P sont de l'ordre de  $50\text{meV}$  pour les électrons et  $15\text{meV}$  pour les trous et dépendent des dimensions et de la forme de la boîte quantique.

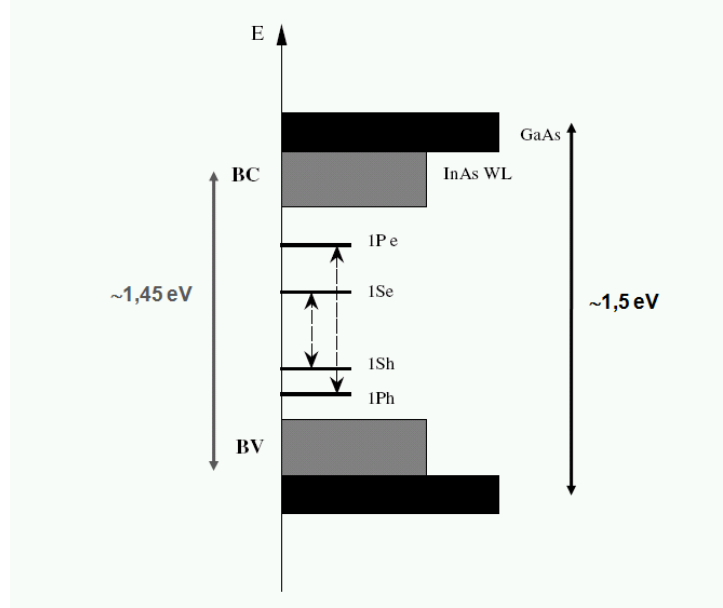


FIG. 1.9 – Schéma des états de conduction et de valence du système InAs/GaAs. Les énergies de transition des continuum 3D du GaAs (en noir) et 2D de la couche de mouillage des boîtes (en gris) sont données à basse température. On a représenté ici seulement deux niveaux d'électrons et deux niveaux de trous. Les flèches en pointillés représentent les transitions optiques permises.

### Effets de charges

Du fait du fort confinement tridimensionnel dans ces objets, les effets coulombiens doivent également être pris en compte. En particulier, l'énergie de recombinaison d'une paire électron-trou dépend du nombre de paires avec laquelle elle est en interaction. On distingue ainsi par exemple des raies excitoniques de raies biexcitoniques, qui correspondent à des événements d'émission pour lesquels la boîte contient respectivement une ou deux paires électron-trou (cf figure 1.10). Typiquement, pour InAs dans GaAs, ces énergies sont séparées de quelques meV, et dépendent fortement de la géométrie de la boîte [21].

Ainsi, le spectre d'une boîte quantique unique est constitué de raies fines et isolées<sup>1</sup>, dont

1. L'interaction d'échange entre l'électron et le trou peut conduire à un dédoublement de la raie excitonique. La compréhension de la structure fine de l'exciton n'étant pas utile pour la compréhension de nos résultats, elle ne sera pas présentée dans ce manuscrit. Le lecteur intéressé pourra se référer par exemple à L. Besombes et. al, *Exciton and Biexciton Fine Structure in Single Elongated Islands Grown on a Vicinal Surface*, Phys. Rev. Lett.

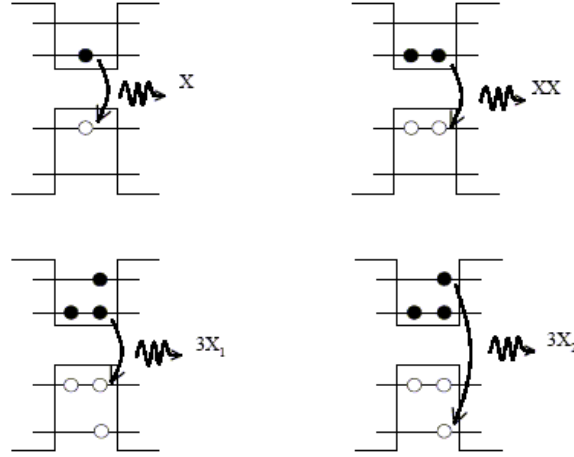


FIG. 1.10 – Schéma des niveaux d'énergie dans une boîte quantique. Les points noirs représentent les électrons, les blancs les trous. Chaque état de charge de la boîte quantique (exciton  $X$ , biexciton  $XX$  et triexciton  $XXX$ ) donne lieu à l'émission d'un photon à une énergie différente, du fait des fortes interactions coulombiennes.

le comportement diffère en fonction du nombre de porteurs injectés dans la boîte. Le caractère discret des ces états électroniques peut-être mis en évidence par des expériences d'optique comme la photoluminescence de boîtes quantiques isolées [22] [23]. Cette technique, que nous avons utilisée de façon intensive pendant cette thèse, consiste à créer des paires électrons-trous dans le matériau étudié, qui, en se désexcitant vers les niveaux énergétiques les plus bas, donnent lieu à l'émission spontanée de photons. A basse température, dans un régime de faible excitation (moins d'une paire électron-trou en moyenne dans la boîte), on peut observer pour une boîte quantique une raie unique très fine (exciton  $X$ ), dont la largeur spectrale est proche de la limite ultime imposée par le temps de vie fini de l'exciton [24]. Dans le cas du spectre présenté figure 1.11, cette largeur de pic est limitée par la résolution du spectromètre utilisé. A plus haute température, les raies de boîtes quantiques s'élargissent principalement par des mécanismes de couplage aux phonons [24] [25]. A température ambiante, les largeurs typiques de ces transitions atteignent plusieurs meV, ce qui rend plus difficile leur utilisation pour toutes les applications nécessitant une largeur spectrale fine à ces températures.

Lorsqu'on étudie le couplage d'un état discret de boîte quantique avec une cavité, le dipôle de l'émetteur conditionne fortement la force du couplage. Pour le système de boîtes quantiques InAs/GaAs, celui-ci est principalement orienté dans le plan des couches et l'on peut retenir comme ordre de grandeur  $\vec{d} \approx 10^{-30} C.m$  [26].

**85**, 425 (2000), ou encore M. Bayer et. al. , *Hidden symmetries in the energy levels of excitonic artificial atoms*, Nature **405**, 923 (2000).



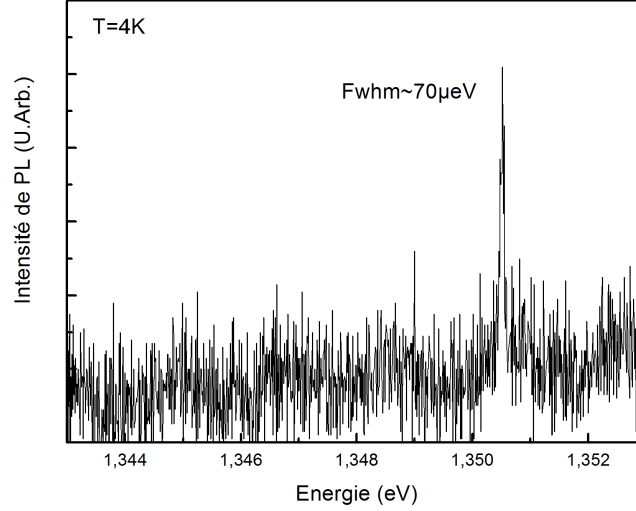


FIG. 1.11 – Spectre d’une boîte unique, à basse température. La raie observée ici correspond à une transition excitonique (étudiée dans le dernier chapitre de cette thèse). La largeur du pic est limitée par la résolution du spectromètre.

### Ensemble de boîtes quantiques

Il est également possible de tirer parti de l’émission d’un ensemble de boîtes quantiques, en utilisant des plans plus denses : la luminescence totale est alors constituée de la superposition de l’ensemble des raies discrètes d’émission des boîtes. Ainsi, lorsqu’on étudie un grand nombre de boîtes simultanément, on obtient un signal de photoluminescence dont la largeur et le centrage en énergie sont liés à la dispersion de taille des boîtes quantiques, donc aux paramètres de croissance utilisés pour les fabriquer (cf figure 1.12). Un plan dense de boîtes quantiques peut donc par exemple servir de source large bande pour sonder les propriétés optiques de microcavités [27].

Dans la plupart des expériences de photoluminescence menées ici, à basse température, l’excitation se fait dans les barrières : les porteurs photocréés dans le GaAs relaxent vers les niveaux fondamentaux des boîtes, en passant par les niveaux du puits quantique constitué par la couche de mouillage des boîtes. Il n’est donc pas rare, à haute puissance d’excitation, de voir à la fois les recombinaisons de l’ensemble des boîtes (à basse température vers 1.3eV pour les boîtes que nous étudions), mais aussi de la couche de mouillage (WL vers 1.45 eV) et même du GaAs (1.5eV) (figure 1.12).

Ainsi, on pourra retenir qu’il est possible à la fois d’utiliser ces boîtes individuellement pour le caractère discret de leurs états électroniques (couplage fort-couplage faible), mais aussi de façon collective pour “sonder” les propriétés optiques de certaines structures.

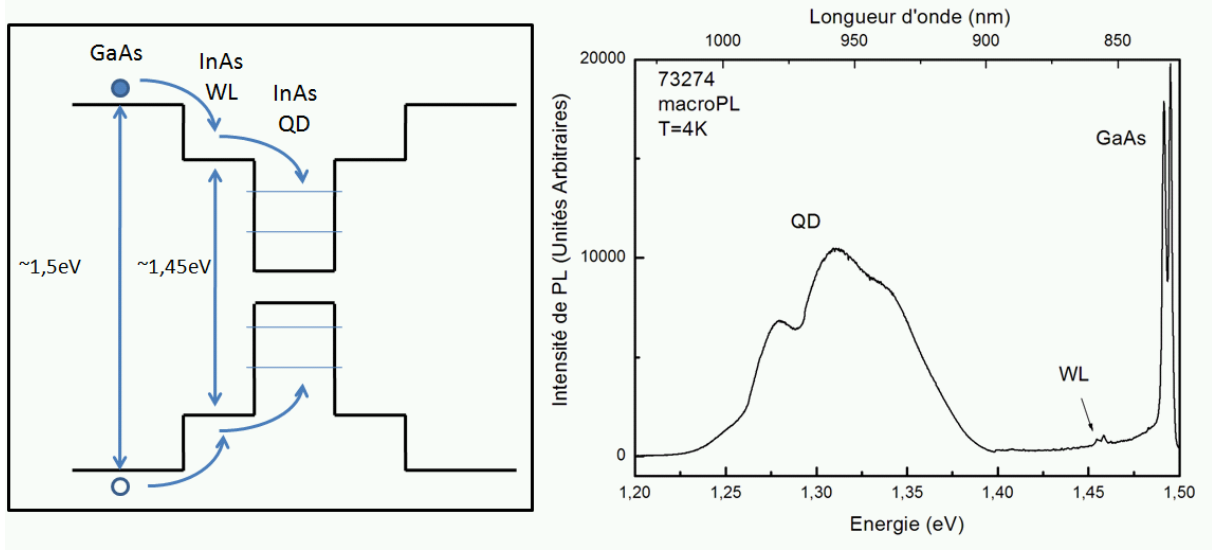


FIG. 1.12 – Représentation schématique des niveaux énergétiques mis en jeu dans le système InAs/GaAs, et spectre de photoluminescence correspondant à un ensemble de boîtes. Sur ce dernier, on observe à la fois la luminescence des boîtes (QD) ainsi que de leur couche de mouillage (WL) et du GaAs.

### 1.3 Bref état de l'art sur le couplage entre une boîte quantique et une microcavité

Quel que soit le type de couplage recherché -fort ou faible- les équations 1.15 (séparation de Rabi pour le couplage fort) et 1.3 (Facteur de Purcell pour le couplage faible) montrent que les paramètres sur lesquels il est possible d'agir pour en maximiser les effets sont:

- Du côté de l'émetteur, le positionnement et l'augmentation du dipôle des boîtes,  $\vec{d}$ . Dans le cas de boîtes quantiques standards InAs/GaAs, l'ordre de grandeur du dipôle est de  $10^{-30} C.m$  [26]. En modifiant le type de boîtes, il est possible d'augmenter ce facteur (par exemple en utilisant des boîtes quantiques formées par les fluctuations d'épaisseur d'un puits quantique [28] [29] [30]).
- Du côté cavité, on peut jouer sur l'augmentation du facteur de qualité,  $Q$ : pour tous les types de cavités, celui-ci dépend très fortement des étapes technologiques permettant leur fabrication. Aujourd'hui, grâce aux progrès récents réalisés dans ce domaine (amélioration des étapes de lithographie et de gravure par exemple, meilleure maîtrise du matériau), il est presque possible d'atteindre des limites ultimes: les pertes de photons ne sont alors plus dues aux défauts de fabrication comme les rugosités de surface, mais aux pertes optiques intrinsèques liées à la géométrie de la cavité (pertes par effet tunnel dans les microdisques par exemple).
- D'autre part la réduction du volume effectif de la cavité,  $V_{eff}$ . Ceci passe aussi par l'amélioration des étapes de fabrication. Dans certains cas, et c'est un aspect développé

dans cette thèse, il a été nécessaire de modifier les géométries habituellement utilisées pour atteindre de petites tailles (voir le chapitre sur les modes de galerie).

On voit donc ici qu’au delà des concepts fondamentaux du couplage, il est nécessaire d’avoir une très bonne maîtrise technologique du matériau, tant pour la fabrication des émetteurs que pour celle de la cavité. Dans le cas des cavités de semi-conducteurs de type III-V, il existe trois grandes familles de microcavités étudiées : les micropiliers, les microdisques, et les cristaux photoniques (cf figure 1.13).

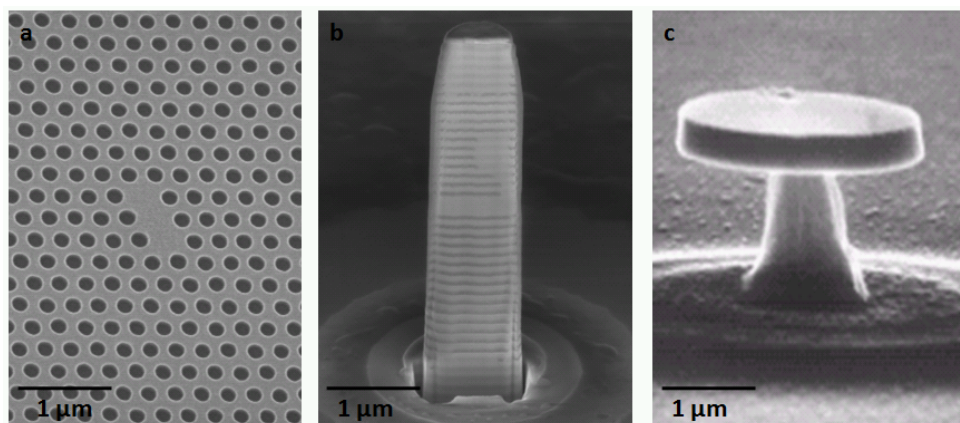


FIG. 1.13 – Les différents types de cavités à base de semiconducteurs III-V : cristal photonique (croissance Y-R. Nowicki-Bringuier, NPSC, fabrication Se-Heon Kim, KAIST), micropilier (croissance Y-R. Nowicki-Bringuier, NPSC, fabrication Université de Wurzburg), et microdisque (image tirée de [31]).

Le cristal photonique exploite la périodicité artificielle créée par une alternance périodique de matériaux d’indices différents : des trous (vide,  $n=1$ ) et du GaAs ( $n=3.5$ ). On peut fabriquer ainsi une bande interdite photonique, comme dans le cas d’un cristal et de bandes interdites électroniques. Un “défaut d’empilement”, comme l’absence de trou, est alors capable de localiser les photons : on obtient une cavité.

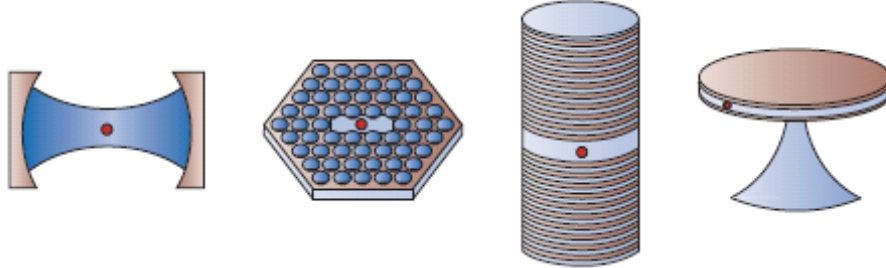
Un micropilier est fabriqué à partir de miroirs de Bragg qui assurent le confinement des photons par interférences selon l’axe du pilier, et exploite dans la direction latérale le phénomène de réflexion totale interne, due à la différence d’indice entre l’intérieur de la cavité ( $n=3.5$ ) et l’extérieur ( $n=1$ ).

Un microdisque, quant à lui, tire profit de cette même réflexion totale interne : les photons restent confinés dans le plan du disque grâce au fort contraste entre l’intérieur de la galette en GaAs ( $n=3.5$ ), et l’extérieur (air,  $n=1$ ).

Au cours de cette thèse nous nous sommes principalement intéressés aux deux derniers types de cavités sur lesquelles nous reviendrons plus en détail dans les chapitres correspondants. Le lecteur intéressé par les cristaux photoniques pourra par exemple se référer à [32].

Ces dernières années ont été le siège d’une “course” au couplage fort. En effet, le couplage fort entre une boîte quantique et une cavité n’avait jusque fin 2004 jamais été observé. La figure 1.14

est un tableau tiré d'un article récent de *Khitrova et. al.* [33] récapitulatif des paramètres de cavités utilisés pour observer le couplage fort.



Cavity	Length = 42.2 $\mu\text{m}$ : Width = 23.4 $\mu\text{m}$ :	Photonic crystal slab	Micropillar	Microdisk
$\lambda$ (nm); E (eV)	852.4; 1.45	1,182; 1.32	937; 1.32	744; 1.66
$Q$	$4.4 \times 10^7$	6,000	7,350	12,000
$V$ ( $\mu\text{m}^3$ )	$18,148 = 3 \times 10^4 (\lambda/n)^3$	$0.04 = (\lambda/n)^3$	$0.3 = 16 (\lambda/n)^3$	$0.07 = 8 (\lambda/n)^3$
$F_F = \frac{3Q\lambda^3}{4\pi^2 n^3 V}$	114	441	36	125
$\kappa/2\pi$ (GHz)	0.008	42	44	34
Oscillator	Trapped Cs atom	InAs QD	$\text{In}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}$ QD	GaAs QD
Size	$d = 0.54$ nm	$d < 25$ nm	$30 \times 100$ nm <sup>2</sup>	$d = 44$ nm
$\mu$ (D)	8	29	60	92
$\gamma_0/2\pi$ (GHz)	0.005	0.088	0.76	3.6
$\gamma/2\pi$ (GHz)	0.005	22	18	68
VRS				
$2g/2\pi$ (GHz)	0.068	41	39	196
VRS/linewidth	5	1.3	0.7	2.2

**Figure 3** Comparison of systems exhibiting vacuum Rabi splitting using a single oscillator: a single trapped atom<sup>26</sup> or a single QD in a photonic-crystal-slab nanocavity<sup>23</sup>, in a micropillar<sup>27</sup>, or a microdisk<sup>29</sup>. The values of VRS/linewidth are taken from the published VRS plots, so they sometimes differ from the ideal  $2g/[(\kappa + \gamma)/2]$ ; in this figure  $\gamma_{\text{ext}}$  is replaced by  $\gamma$ .

FIG. 1.14 – Tableau tiré de [33] et récapitulant les caractéristiques émetteur/cavités ayant menées à l'observation du couplage fort fin 2004/ début 2005 [34][35][36]. Ces données sont comparées à des données récentes de couplage fort d'atomes de Cs [37].

Paradoxalement, les caractéristiques des cavités utilisées ne sont pas les meilleures que l'on peut obtenir : pour chacun des systèmes il est possible d'avoir de plus hauts facteurs de qualité ou de plus petits volumes. Le tableau 1.1 par exemple, donne une idée des  $Q$  records obtenus parallèlement pour chaque type de cavité, avec leurs dimensions caractéristiques.

On peut expliquer ce désaccord notamment par le fait qu'une diminution de volume rend plus sensible les photons à d'éventuels défauts de fabrication (rugosités) : il est donc très difficile par exemple de maintenir un bon facteur de qualité tout en diminuant la taille des structures. Une autre difficulté très importante à souligner réside dans le positionnement spectral du mode de

Cavité	Q	V <sub>eff</sub>	Références
Micropilier	165000	$60 \left(\frac{\lambda}{n}\right)^3$ (diamètre $d = 4\mu m$ )	[38]
Microdisque	12000	$8 \left(\frac{\lambda}{n}\right)^3$ (diamètre $d = 2\mu m$ )	[36]
Cristal photonique	45000	$0,69 \left(\frac{\lambda}{n}\right)^3$ (cavité L3 modifiée)	[39]

TAB. 1.1 – *Paramètres de cavités records en terme de facteurs de qualité. Dans tous les cas, on voit qu’il est possible d’obtenir de bien plus hauts Q que ceux mentionnés figure 1.14. Les volumes effectifs sont donnés en unités de  $(\lambda/n)^3$ , de façon à s’affranchir des différences de longueur d’ondes des émetteurs.*

la cavité et de la raie de l’émetteur. Dans toute la théorie exposée plus haut, on suppose que l’énergie de la boîte quantique est en résonance avec un mode de la cavité. Dans la pratique cet accord est particulièrement difficile à réaliser : comme on le verra plus en détail dans les chapitres concernant les micropiliers ou les microdisques, les modes résonnants de cavités dépendent très fortement de leurs dimensions. Une variation infime (quelques dizaines de nanomètres) peut provoquer des décalages importants de résonances en énergie. Du côté émetteur, le problème est similaire : pour InAs par exemple, c’est la taille de l’inclusion d’InAs dans GaAs qui va déterminer l’énergie d’émission de la boîte. A l’heure actuelle, avec les techniques de croissances standards par épitaxie par jets moléculaires (MBE), il est impossible de maîtriser très précisément cet élément. Tout ceci pour souligner le caractère “singulier” et encore difficilement maîtrisable du régime de couplage fort, qui reste un régime étudié pour ses aspects fondamentaux plutôt que pour ses applications potentielles.

A l’opposé, un régime de couplage faible est beaucoup plus facilement atteignable, et c’est à ce régime et à ses applications que nous nous sommes intéressés. Concrètement, l’idée de l’utilisation de ce type de couplage est la suivante : on se situe dans le cas où le taux d’émission spontanée est modifié par la présence de la cavité. Le ou les émetteurs en résonance avec un mode de cavité vont donc émettre des photons plus rapidement (augmentation du taux d’émission spontanée ou autrement dit diminution du temps de vie des émetteurs en résonance), au contraire des émetteurs qui ne le sont pas. Dès lors, on voit que les applications potentielles de cet effet peuvent être liées à des problématiques d’efficacité : les émetteurs émettent plus efficacement dans le mode de cavité plutôt qu’ailleurs. Ainsi, on peut penser mettre à profit ce type d’effet pour des objets tels que les lasers ou les sources de photons uniques.

## 1.4 Quelques applications potentielles

### 1.4.1 Microlasers

Dans un laser, l’émission spontanée joue un rôle très important puisque c’est elle qui sert à déclencher l’amplification par émission stimulée, tandis que l’émission spontanée dans les autres

modes dissipe inutilement de l'énergie, et est source de bruit [40]. Canaliser l'émission spontanée dans le mode du laser peut dès lors s'avérer très intéressant. Dès 1982, *T. Kobayashi et al.* [41] suggèrent la possibilité d'obtenir des "lasers sans seuil" pour lesquels toute l'émission spontanée est directement redirigée dans le mode du laser. En effet, dans la limite où le facteur d'émission spontanée  $\beta$  tend vers 1 (celui ci est défini comme le rapport du nombre de photons émis spontanément dans le mode d'intérêt par le nombre total de photons émis spontanément), l'intensité émise par le laser varie alors linéairement avec la puissance d'excitation, contrairement aux courbes caractéristiques usuelles de lasers (cf figure 1.15). *Bjork et al.* [42] ont souligné cependant l'existence au sens strict d'un seuil, correspondant au moment où l'émission stimulée devient prépondérante sur l'émission spontanée, c'est à dire lorsque le nombre moyen de photons dans la cavité est proche de l'unité. L'appellation de "laser sans seuil" peut donc prêter à confusion.

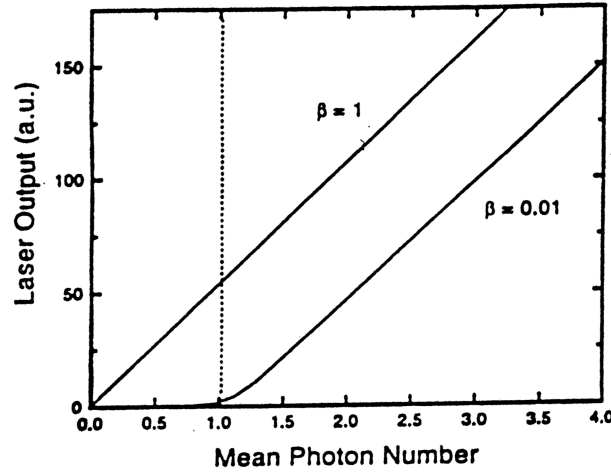


FIG. 1.15 – Puissance de sortie du laser avec des facteurs  $\beta$  de 0.01 et 1 en fonction du nombre moyen de photons dans la cavité. Comme on le constate ici, la caractéristique du laser à  $\beta = 1$  est totalement linéaire, et on n'observe donc pas de seuil, ce qui vaut à ce type de laser la dénomination de "laser sans seuil". Image tirée de [43].

Comment mettre à profit l'effet Purcell dans une telle situation? Considérons un émetteur couplé à un seul mode résonnant. Le taux d'émission spontanée total de celui-ci est donné par :

$$\Gamma = F\Gamma_0 + \gamma\Gamma_0 \quad (1.17)$$

où  $\Gamma_0$  est le taux d'émission spontanée de la boîte dans l'espace libre,  $F$  le facteur d'exaltation de l'émission spontanée pour le mode considéré et  $\gamma$  le facteur de couplage au continuum de modes non résonnants. Notons que comme suggéré dans le paragraphe sur le couplage faible,  $F = F_p$  (facteur de Purcell) si l'émetteur est correctement placé spatialement et spectralement. La fraction de photons émise dans le mode de la cavité (ou facteur d'émission spontanée) peut alors être donnée par :

$$\beta = \frac{F\Gamma_0}{F\Gamma_0 + \gamma\Gamma_0} \Leftrightarrow \beta = \frac{F}{F + \gamma} \quad (1.18)$$

Cette équation nous montre un aspect important du facteur de couplage aux modes: l'effet Purcell permet de canaliser l'émission spontanée vers un mode unique résonnant de la cavité. Plus le facteur de Purcell est grand, et plus  $\beta$  augmente. A partir des équations bilan de lasers, il est possible de lier la puissance au seuil (défini par  $\bar{n} = 1$ ) au facteur  $\beta$  grâce à [42]:

$$P_{th} = \frac{\phi}{3\beta} [1 + 2\beta + 2\xi(1 - \beta)] \quad (1.19)$$

où  $\phi$  est le taux de fuite de la cavité,  $\xi$  est le nombre moyen de photons spontanés dans le mode au seuil de transparence ( $\xi = N_t\beta/2\tau\phi$  avec  $\Gamma = 1/\tau$  et  $N_t$  nombre total d'émetteurs).

Ainsi,  $P_{th}$  diminue quand  $\beta$  se rapproche de l'unité. D'autre part, on peut noter qu'il est possible d'atteindre des régimes de lasers dits "sans inversion" dans le cas où  $\xi \geq 1$ : le seuil laser est alors atteint sous le seuil de transparence (nombre d'émetteurs dans l'état excité  $N = N_t/2$ ), c'est à dire avant que le milieu ne soit inversé. Ceci est encore une fois rendu possible grâce à un couplage important de l'émission dans le mode laser, par exemple en utilisant l'effet Purcell. A titre indicatif, pour une cavité totalement monomode ( $\beta = 1$ ) de volume effectif proche de  $(\frac{\lambda}{n})^3$  un facteur de qualité de cavité médiocre  $Q = 2000$ , avec des émetteurs standards InAs/GaAs, on peut évaluer un seuil de courant de pompage de l'ordre de  $0,16\mu A$  en supposant les recombinaisons non radiatives négligeables [32]. Cette valeur est à comparer par exemple avec les réalisations de *Fujita et al.*, qui observent pour des microdisques un coefficient de couplage proche de 40% correspondant à un courant de seuil de l'ordre de  $40\mu A$  [44]. Cependant, et comme cela a été souligné par *Thiyagarajan et al* [45], un facteur important à prendre en compte dans ce type de microlaser concerne l'échauffement induit par l'augmentation de la puissance de pompe, qui peut atteindre plusieurs centaines de degrés et décaler de fait le courant de seuil [46]. Nous verrons par la suite que sur les microdisques, il est possible de réduire les effets d'échauffement considérablement en modifiant la géométrie de nos structures, tout en permettant d'atteindre des dimensions submicroniques, ce qui pourrait permettre de réduire encore les courants de seuils obtenus à l'état de l'art.

### 1.4.2 Sources de photons uniques

Une source de photons uniques et une source de lumière capable d'émettre à la demande des impulsions contenant un et un seul photon. La recherche autour de ce type de dispositif est surtout motivée par leur intérêt pour la cryptographie quantique, qui utilise le codage de l'information sur des objets quantiques, et s'appuie sur les principes de la mécanique quantique pour garantir une confidentialité absolue de l'information échangée [47]. Jusqu'à présent, les démonstrations de ce type de protocoles ont été effectuées à l'aide de lasers pulsés très atténués. Quand l'énergie par impulsion est bien inférieure à  $\hbar\omega$  (l'énergie associée à un photon unique), même si la plupart des impulsions ne contiendront sans doute aucun photon, une petite fraction contiendra elle un et un seul photon. Cependant, on ne peut pas prédire quelles impulsions seront utiles, et un très petit pourcentage de ces impulsions contiendra deux photons.

Une autre option consiste à exploiter le caractère naturellement quantique de l'émission des boîtes quantiques. Un protocole proposé pour générer un photon unique consiste à exploiter la cascade radiative dans une boîte quantique (figure 1.16) [48]. Une boîte quantique excitée dans les barrières par une impulsion optique bien plus courte que son temps de vie ne peut émettre, à la fin de sa cascade radiative, qu'un photon unique, qui peut alors être sélectionné spectralement par filtrage. Ce procédé a été validé par de nombreuses équipes [49][50] [51].

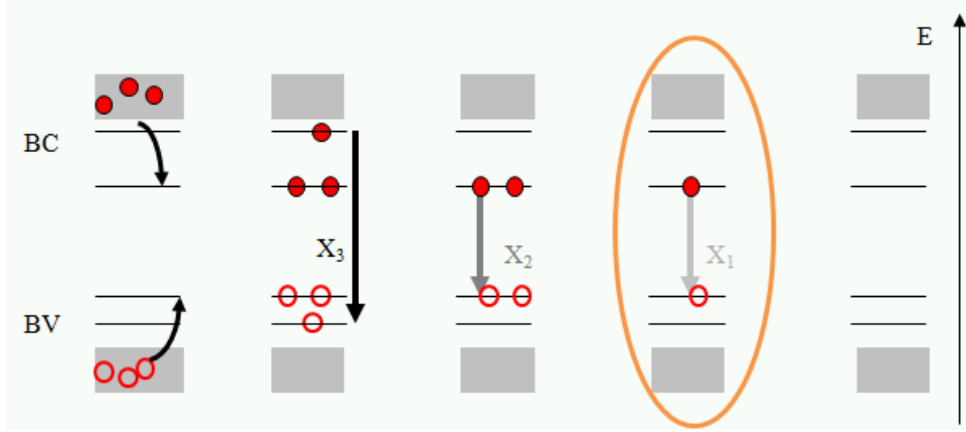


FIG. 1.16 – Illustration de la cascade radiative dans une boîte quantique. Un filtrage par exemple au niveau de la dernière recombinaison permet d'obtenir un photon unique [48].

Il faut cependant encore collecter ces photons de façon efficace. C'est là que les microcavités peuvent intervenir : de part leur géométrie, elles peuvent rediriger l'émission d'une boîte quantique unique dans un seul et même mode, via le couplage entre les deux.

Plaçons-nous par exemple dans le cas d'un micropilier à boîtes quantiques. En couplant l'émission d'un niveau discret de la boîte quantique au monde fondamental du micropilier, grâce à l'effet Purcell, les photons sont émis de façon préférentielle dans ce mode. Comme on l'a vu dans la partie sur les lasers, il est possible de définir un "coefficient de couplage au mode" ou facteur  $\beta$  d'émission spontanée par :

$$\beta = \frac{F}{F + \gamma} \quad (1.20)$$

où  $F$  correspond à l'exaltation du taux d'émission spontanée dans le mode ( $F = F_p$  si la boîte est idéalement située spatialement et spectralement), et  $\gamma$  est le facteur de couplage au continuum de modes non résonnants dits "modes de fuites". Ces éléments sont schématisés de façon simplifiée figure 1.17.

Dans le cadre des sources de photons uniques, où l'émission de la boîte quantique doit être redirigée dans le mode résonnant de la cavité,  $\beta$  joue donc un rôle important puisqu'il canalise l'émission spontanée vers le mode résonnant. Ainsi, l'augmentation du taux d'émission spontanée de l'émetteur via  $F$ , ou encore l'inhibition de l'émission dans les autres modes (diminution de  $\gamma$ ) peut conduire à des situations de fort  $\beta$ .



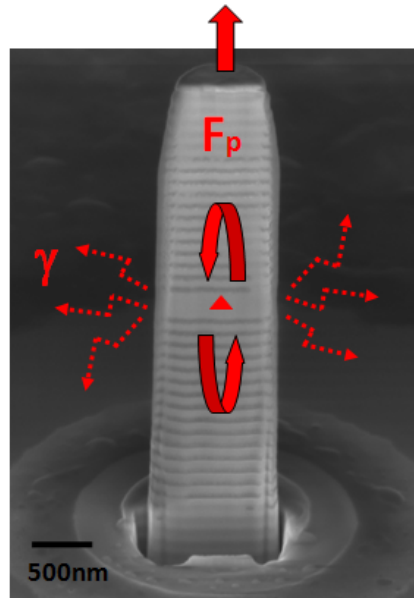


FIG. 1.17 – Représentation schématique des différents types de couplage auxquels peut être soumis une boîte dans un micropilier : d'une part, le couplage à un mode résonnant, quantifié par  $F_p$ , d'autre part le couplage aux modes de fuites  $\gamma$

Notons que les trois types de cavités présentées précédemment -cristaux photoniques, micropiliers, microdisques- ont démontré leur potentiel en terme de source de photons uniques [51][49][52]. D'un point de vue pratique, de gros progrès ont été réalisés en ce qui concerne le pompage électrique, par exemple sur les micropiliers, avec des réalisations sur des structures à boîtes uniques [53]. Cependant, sur les micropilier notamment, les efficacités de collection de sources de photons uniques mesurées jusqu'à présent dépassent difficilement les 40% [49], ce qui, en terme d'application à la cryptographie quantique, limite la portée de la liaison entre deux utilisateurs ou encore son débit à portée constante [54] [55]. C'est sur ce point en particulier que nous nous sommes focalisés, en proposant des dispositifs nouveaux permettant d'aller au delà de ces limites.

## 1.5 Conclusion

Nous nous sommes intéressés, au cours de cette thèse, à des phénomènes issus du couplage entre émetteur et cavité.

- L'émetteur a pour particularité de présenter des niveaux discrets, et nous avons choisi pour cela les boîtes quantiques InAs/GaAs.
- Les cavités confinent le champ électromagnétique dans les trois directions de l'espace. Nous nous intéresserons dans ce manuscrit à différents types de géométries, comme les microdisques ou les micropiliers.

Lorsque ces deux éléments sont couplés, il est possible d'en observer les effets :

- dans le cas du couplage fort, le phénomène d'émission spontanée devient réversible, et on obtient un échange d'énergie entre la cavité et l'émetteur, caractérisé par la fréquence de Rabi  $\Omega$ .
- le couplage faible quant à lui ne fait que modifier le taux d'émission spontanée, en l'augmentant ou en le diminuant, ce qui est caractérisé par l'effet Purcell.

Dans les deux cas, si l'on veut obtenir des effets maximum à émetteur fixé, les paramètres importants sont : la maximisation du facteur de qualité  $Q$ , et la minimisation du volume occupé par le mode  $V$ . Nous verrons par la suite qu'il est difficile de maintenir ce cap au delà d'une certaine limite.

Nous nous sommes concentrés principalement sur les applications liées au couplage faible. Celui-ci peut-être mis à profit dans les dispositifs nécessitant une canalisation de l'émission spontanée dans un mode précis : c'est le cas des lasers, ou encore des sources de photons uniques. Nous verrons par la suite qu'en modifiant l'architecture de structures habituellement employées, il est possible d'améliorer les caractéristiques de ces types d'objet, voire de proposer de nouveaux dispositifs originaux.

# Bibliographie

- [1] H. Benisty, J.M. Gérard, R. Houdré, J. Rarity, and C. Weisbuch. *Confined photon systems: fundamental and applications*. Springer-Verlag Berlin, 1999.
- [2] E.M. Purcell. Spontaneous emission probabilities at radio frequencies. *Phys. Rev.*, 69(3):681, 1946.
- [3] P. Goy, J. M. Raimond, M. Gross, and S. Haroche. Observation of cavity-enhanced single-atom spontaneous emission. *Phys. Rev. Lett.*, 50(24):1903–1906, Jun 1983.
- [4] J. M. Gérard, B. Sermage, B. Gayral, B. Legrand, E. Costard, and V. Thierry-Mieg. Enhanced spontaneous emission by quantum boxes in a monolithic optical microcavity. *Phys. Rev. Lett.*, 81(5):1110–1113, Aug 1998.
- [5] C.C. Gerry and P.L. Knight. *Introductory Quantum Optics*. Cambridge University Press, 2005.
- [6] R. Loudon. *The quantum theory of light*. Oxford Science Publications, 1973.
- [7] C. Cohen-Tannoudji, J. Dupont-Roc, and G. Grynberg. *Processus d'interaction entre photons et atomes*. EDP Science, 1996.
- [8] J.M. Raimond and S.Haroche. *Confined Electrons and Photons: new physics and applications*. NATO ASI Series, Plenum Press, 1995.
- [9] R. J. Thompson, G. Rempe, and H. J. Kimble. Observation of normal-mode splitting for an atom in an optical cavity. *Phys. Rev. Lett.*, 68(8):1132–1135, Feb 1992.
- [10] L. Goldstein, F. Glas, J. Y. Marzin, M. N. Charasse, and G. Le Roux. Growth by molecular beam epitaxy and characterization of InAs/GaAs strained-layer superlattices. *Applied Physics Letters*, 47(10):1099–1101, 1985.
- [11] S. Guha, A. Madhukar, and K. C. Rajkumar. Onset of incoherency and defect introduction in the initial stages of molecular beam epitaxial growth of highly strained In(xGa(1-x)As on GaAs(100). *Applied Physics Letters*, 57(20):2110–2112, 1990.
- [12] J. Y. Yao, T. G. Andersson, and G. L. Dunlop. The interfacial morphology of strained epitaxial In(x)Ga(1-x)As/GaAs. *Journal of Applied Physics*, 69(4):2224–2230, 1991.
- [13] J. M. Gerard, J. B. Genin, J. Lefebvre, J. M. Moison, N. Lebouche, and F. Barthe. Optical investigation of the self-organized growth of InAs/GaAs quantum boxes. *Journal of Crystal Growth*, 150:351–356, May 1995.
- [14] R. Heitz, T. R. Ramachandran, A. Kalburge, Q. Xie, I. Mukhametzhanov, P. Chen, and A. Madhukar. Observation of Reentrant 2D to 3D Morphology Transition in Highly Strained Epitaxy: InAs on GaAs. *Phys. Rev. Lett.*, 78(21):4071–4074, May 1997.

- [15] S. Ruvimov, P. Werner, K. Scheerschmidt, U. Gösele, J. Heydenreich, U. Richter, N. N. Ledentsov, M. Grundmann, D. Bimberg, V. M. Ustinov, A. Yu. Egorov, P. S. Kop'ev, and Zh. I. Alferov. Structural characterization of (In,Ga)As quantum dots in a GaAs matrix. *Phys. Rev. B*, 51(20):14766–14769, May 1995.
- [16] D. Leonard, M. Krishnamurthy, C. M. Reaves, S. P. Denbaars, and P. M. Petroff. Direct formation of quantum-sized dots from uniform coherent islands of InGaAs on GaAs surfaces. *Applied Physics Letters*, 63(23):3203–3205, 1993.
- [17] G. D. Lian, J. Yuan, L. M. Brown, G. H. Kim, and D. A. Ritchie. Modification of InAs quantum dot structure by the growth of the capping layer. *Applied Physics Letters*, 73(1):49–51, 1998.
- [18] P. B. Joyce, T. J. Krzyzewski, G. R. Bell, and T. S. Jones. Surface morphology evolution during the overgrowth of large InAs–GaAs quantum dots. *Applied Physics Letters*, 79(22):3615–3617, 2001.
- [19] A. Lemaître, G. Patriarche, and F. Glas. Composition profiling of InAs/GaAs quantum dots. *Applied Physics Letters*, 85(17):3717–3719, 2004.
- [20] B. Legrand, B. Grandidier, J. P. Nys, D. Stiévenard, J. M. Gérard, and V. Thierry-Mieg. Scanning tunneling microscopy and scanning tunneling spectroscopy of self-assembled InAs quantum dots. *Applied Physics Letters*, 73(1):96–98, 1998.
- [21] Ph. Lelong and G. Bastard. Binding energies of excitons and charged excitons in GaAs/Ga(In)As quantum dots. *Solid State Communications*, 98:819–823, Jun 1996.
- [22] J. Y. Marzin, J. M. Gérard, A. Izraël, D. Barrier, and G. Bastard. Photoluminescence of Single InAs Quantum Dots Obtained by Self-Organized Growth on GaAs. *Phys. Rev. Lett.*, 73(5):716–719, Aug 1994.
- [23] C. Kammerer, C. Voisin, G. Cassaboïs, C. Delalande, Ph. Roussignol, F. Klopff, J. P. Reithmaier, A. Forchel, and J. M. Gérard. Line narrowing in single semiconductor quantum dots: Toward the control of environment effects. *Phys. Rev. B*, 66(4):041306, Jul 2002.
- [24] P. Borri, W. Langbein, J. Mørk, J. M. Hvam, F. Heinrichsdorff, M.-H. Mao, and D. Bimberg. Dephasing in InAs/GaAs quantum dots. *Phys. Rev. B*, 60(11):7784–7787, Sep 1999.
- [25] P. Borri, W. Langbein, J. M. Hvam, F. Heinrichsdorff, M.-H. Mao, and D. Bimberg. Time-resolved four-wave mixing in InAs/InGaAs quantum-dot amplifiers under electrical injection. *Applied Physics Letters*, 76(11):1380–1382, 2000.
- [26] R. J. Warburton, C. S. Dürr, K. Karrai, J. P. Kotthaus, G. Medeiros-Ribeiro, and P. M. Petroff. Charged excitons in self-assembled semiconductor quantum dots. *Phys. Rev. Lett.*, 79(26):5282–5285, Dec 1997.
- [27] J. M. Gérard, D. Barrier, J. Y. Marzin, R. Kuszelewicz, L. Manin, E. Costard, V. Thierry-Mieg, and T. Rivera. Quantum boxes as active probes for photonic microstructures: The pillar microcavity case. *Applied Physics Letters*, 69(4):449–451, 1996.
- [28] Lucio Claudio Andreani, Giovanna Panzarini, and Jean-Michel Gérard. Strong-coupling regime for quantum boxes in pillar microcavities: Theory. *Phys. Rev. B*, 60(19):13276–13279, Nov 1999.
- [29] J. R. Guest, T. H. Stievater, Xiaoqin Li, Jun Cheng, D. G. Steel, D. Gammon, D. S. Katzer, D. Park, C. Ell, A. Thränhardt, G. Khitrova, and H. M. Gibbs. Measurement of optical absorption by a single quantum dot exciton. *Phys. Rev. B*, 65(24):241310, Jun 2002.

- [30] J. Hours, P. Senellart, E. Peter, A. Cavanna, and J. Bloch. Exciton radiative lifetime controlled by the lateral confinement energy in a single quantum dot. *Physical Review B (Condensed Matter and Materials Physics)*, 71(16):161306, 2005.
- [31] J. M. Gerard and B. Gayral. InAs quantum dots: artificial atoms for solid-state cavity-quantum electrodynamics. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 9:131–139, Jan 2001.
- [32] J.M. Lourtioz, H. Benisty, V. Berger, and J.M. Gérard. *Les cristaux photoniques ou la lumière en cage*. Hermes Science Publications, 2003.
- [33] G. Khitrova, H. M. Gibbs, M. Kira, S. W. Koch, and A. Scherer. Vacuum rabi splitting in semiconductors. *Nature Physics*, 2(2):81–90, 2006.
- [34] T. Yoshie, A. Scherer, J. Hendrickson, G. Khitrova, H. M. Gibbs, G. Rupper, C. Ell, O. B. Shchekin, and D. G. Deppe. Vacuum rabi splitting with a single quantum dot in a photonic crystal nanocavity. *Nature*, 432(7014):200–203, 2004.
- [35] J. P. Reithmaier, G. Sek, A. Löffler, C. Hofmann, S. Kuhn, S. Reitzenstein, L. V. Keldysh, V. D. Kulakovskii, T. L. Reinecke, and A. Forchel. Strong coupling in a single quantum dot–semiconductor microcavity system. *Nature*, 432(7014):197–200, 2004.
- [36] E. Peter, P. Senellart, D. Martrou, A. Lemaître, J. Hours, J. M. Gérard, and J. Bloch. Exciton-photon strong-coupling regime for a single quantum dot embedded in a microcavity. *Physical Review Letters*, 95(6):067401, 2005.
- [37] A. Boca, R. Miller, K. M. Birnbaum, A. D. Boozer, J. McKeever, and H. J. Kimble. Observation of the Vacuum Rabi Spectrum for One Trapped Atom. *Phys. Rev. Lett.*, 93(23):233603, Dec 2004.
- [38] S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Gorbunov, M. Strauß, S. H. Kwon, C. Schneider, A. Löffler, S. Höfling, M. Kamp, and A. Forchel. AlAs/GaAs micropillar cavities with quality factors exceeding 150.000. *Applied Physics Letters*, 90(25):251109, 2007.
- [39] Susumu Noda, Masayuki Fujita, and Takashi Asano. Spontaneous-emission control by photonic crystals and nanocavities. *Nature Photonics*, 1(8):449–458, 2007.
- [40] A. Yariv. *Optical electronics in modern communications*. Oxford University Press, 1997.
- [41] T. Kobayashi et al. Novel-type lasers, emitting devices, and functional optical devices by controlling spontaneous emission. SPIE, 1982.
- [42] Y. Bjork, G.; Yamamoto. Analysis of semiconductor microcavity lasers using rate equations. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 27(11):2386–2396, Nov 1991.
- [43] U. Mohideen and R.E. Slusher. *Microcavities and photonic bandgaps: Physics and applications*, page 363. NATO ASI Series, Plenum Press, 1996.
- [44] M. Fujita, R. Ushigome, and T. Baba. Continuous wave lasing in GaInAsP microdisk injection laser with threshold current of 40 microA. *Electron. Lett.*, 36, 2000.
- [45] S.M.K.Thiyagarajan, A.F.J.Levi, C.K.Lin, I.Kim, P.D.Dapkus, and S.J.Pearson. Continuous room temperature operation of optically pumped InGaAs/InGaAsP microdisk laser. *Electronics Letters*, 34(24):2333, 1998.
- [46] Toshihide Ide, Toshihiko Baba, Jun Tatebayashi, Satoshi Iwamoto, Toshihiro Nakaoka, and Yasuhiko Arakawa. Lasing characteristics of InAs quantum-dot microdisk from 3 K to room temperature. *Applied Physics Letters*, 85(8):1326–1328, 2004.

- [47] C.H. Bennet, G. Brassard, and A.K. Eckert. Quantum cryptography. *Sci. Am.*, 267(11):50–54, 1992.
- [48] J.M. Gérard and B. Gayral. Strong Purcell effect for InAs quantum boxes in three-dimensional solid-state microcavities. *J. Lightwave Technol.*, 17(11):2089, 1999.
- [49] E. Moreau, I. Robert, J. M. Gérard, I. Abram, L. Manin, and V. Thierry-Mieg. Single-mode solid-state single photon source based on isolated quantum dots in pillar microcavities. *Appl. Phys. Lett.*, 79:2865–2867, 2001.
- [50] C. Santori, D. Fattal, J. Vuković, G. S. Solomon, and Y. Yamamoto. Indistinguishable photons from a single-photon device. *Nature*, 419:594–597, 2002.
- [51] P. Michler, A. Kiraz, C. Becher, W. V. Schoenfeld, P. M. Petroff, Lidong Zhang, E. Hu, and A. Imamoglu. A Quantum Dot Single-Photon Turnstile Device. *Science*, 290(5500):2282–2285, 2000.
- [52] Wen-Hao Chang, Wen-Yen Chen, Hsiang-Szu Chang, Tung-Po Hsieh, Jen-Inn Chyi, and Tzu-Min Hsu. Efficient single-photon sources based on low-density quantum dots in photonic-crystal nanocavities. *Physical Review Letters*, 96(11):117401, 2006.
- [53] C. Böckler, S. Reitzenstein, C. Kistner, R. Debusmann, A. Löffler, T. Kida, S. Hofling, A. Forchel, L. Grenouillet, J. Claudon, and J.M. Gérard. Electrically driven high-Q quantum dot micropillar cavities. *accepté dans Applied Physics Letters*, 2008.
- [54] Gilles Brassard, Norbert Lütkenhaus, Tal Mor, and Barry C. Sanders. Limitations on practical quantum cryptography. *Phys. Rev. Lett.*, 85(6):1330–1333, Aug 2000.
- [55] J.M. Gérard, I. Robert, E. Moreau, and I. Abram. Génération de photons uniques monomodes par une boîte quantique d’InAs en microcavité. volume 12. EDP Science, 2002.

## Chapitre 2

# Épitaxie de semiconducteurs III-V : Conditions expérimentales utilisées

Une partie de ce travail de thèse a été consacrée à l'élaboration de structures semiconductrices de type III-V par épitaxie par jet moléculaire. La croissance des matériaux de la famille des arséniures GaAs/AlAs/InAs et ternaires est aujourd'hui très bien maîtrisée [1] [2] [3] [4]. Le but de ce chapitre n'est donc pas de présenter des éléments nouveaux dans ce domaine, mais de décrire les conditions utilisées pour la fabrication des échantillons dont il est question dans la suite de ce manuscrit. Celles-ci ont été mises au point durant cette thèse, avant laquelle le laboratoire n'effectuait pas de croissance de ce type. Plusieurs ajustements ont donc dû être effectués : d'abord, sur la maîtrise de croissance de couches simples bidimensionnelles, ensuite sur l'élaboration de boîtes quantiques InAs, dont l'émission doit être ajustée aux bonnes longueurs d'ondes, et enfin sur les cavités à miroirs de Bragg, pour lesquelles les propriétés de réflectivité sont importantes et dépendent des épaisseurs épitaxiées. Ce chapitre détaillera ces différents éléments après une brève introduction à l'épitaxie en général. Enfin, la dernière partie décrit les conditions de croissance ainsi que les caractéristiques des échantillons qui ont servi à la fabrication des micro et nanostructures dont il sera question dans les chapitres suivants.

### 2.1 Épitaxie par jets moléculaires

L'épitaxie consiste à transférer l'ordre cristallin d'un substrat à la couche mince dont on réalise la croissance. En cela, elle s'oppose à la notion de dépôt, lors duquel le substrat est un simple support, et la couche mince est souvent amorphe ou polycristalline. Beaucoup de paramètres influencent la qualité épitaxiale des matériaux épitaxiés. Citons par exemple la température du substrat, les rapports de flux en éléments III et V, la vitesse de croissance... Mais au delà de ces paramètres, une limitation très importante existe quant au choix des matériaux substrat/matériau épitaxié : la différence de paramètre de maille entre les deux matériaux associés. Plus celle-ci est importante, et plus il devient difficile de faire croître un matériau sur un autre sans entraîner la formation de défauts structuraux après une croissance d'une faible épaisseur. On classe généralement les croissances en trois grands régimes :

- la croissance couche par couche (régime Frank-Van Der Merwe, dite souvent 2D ou bidi-

mensionnelle).

- la croissance par nucléation d’îlots tridimensionnels (régime Volmer-Weber, 3D)
- un régime mixte pendant lequel la croissance se fait d’abord couche par couche puis nucléation d’îlots (régime Stranski-Krastanov, 2D puis 3D)

Nous renvoyons le lecteur intéressé par plus de précisions à des ouvrages ou thèses plus détaillés sur le sujet [5]. Dans le cas des matériaux utilisés ici, on peut retenir simplement que la croissance est bidimensionnelle pour l’épitaxie de GaAs sur GaAs ou AlAs sur GaAs (idem pour AlGaAs), tandis que l’épitaxie d’InAs sur GaAs est utilisée pour obtenir la nucléation d’îlots dans le régime Stranski-Krastanov, les matériaux en regard étant bien plus désaccordés (cf tableau 2.1).

Composé	GaAs	AlAs	InAs
Paramètre de maille	5,65326	5,6622	6,0584
Désaccord par rapport au substrat		$\leq 0,2\%$	7%
Type de croissance par rapport au substrat	2D	2D	SK

TAB. 2.1 – Paramètres de maille des matériaux binaires utilisés, et désaccords par rapport au substrat de GaAs

Les croissances réalisées ici ont été effectuées dans un bâti prototype Méca2000, relié sous ultra-vide à un bâti de croissance II-VI ainsi qu’à un bâti de dépôts métalliques. Pour vérifier le bon déroulement des opérations in situ, nous disposons du RHEED (Reflection High Energy Electron Diffraction). Cette méthode, non destructive, permet de suivre en temps réel la croissance de la couche épitaxiée et d’en caractériser l’état de surface, mais aussi d’obtenir des informations sur la vitesse de croissance des couches épitaxiées [6] [7] [8].

## 2.2 Désoxydation des substrats de GaAs

Avant de débiter une croissance, il est nécessaire de préparer la surface du substrat utilisé. Ceux-ci (GaAs non dopé, orientation  $\langle 100 \rangle$ , marque AXT) sont “epi-ready” et ne nécessitent donc pas de traitements chimiques particuliers avant introduction dans le bâti d’épitaxie. Cependant, pour éliminer les éventuelles traces d’espèces adsorbées pendant le nettoyage de nos porte-échantillons (molyblocs), ou pendant l’opération de collage à l’indium du substrat de GaAs sur ce dernier, l’ensemble est dégazé dans une chambre séparée, reliée au bâti sous ultra-vide. Une température d’environ 200°C pendant 30 minutes à 1 heure a le plus souvent été utilisée.

Une fois cette étape réalisée, le substrat de GaAs est introduit dans la chambre de croissance. Il est alors nécessaire de désorber l’oxyde natif, pour permettre une reprise de croissance dans les meilleures conditions, en montant la température du substrat entre 600 et 630°C [9]. A ces températures, on se situe légèrement au dessus de la température de sublimation congruente du GaAs ( $T_{cong} \approx 600^\circ\text{C}$ , [10]), et le flux d’évaporation de l’élément As devient plus important que le flux d’évaporation de l’élément Ga. Le GaAs se décompose, et un excédent de Ga se forme, qui se traduit par la présence de gouttelettes de gallium, celui-ci mouillant mal la surface qui se dégrade et mène à une mauvaise qualité de reprise d’épitaxie. Ainsi, pour éviter ce phénomène



et réussir à désorber l'oxyde en préservant une bonne qualité de surface, on stabilise celle-ci par un flux d'atomes d'arsenic, qui vient équilibrer les flux totaux d'évaporation en éléments III et V. De cette façon, le GaAs continue à se sublimer mais de façon congruente, même au dessus de  $T_{cong}$ . Pour surveiller le passage à la desorption de l'oxyde ( $T_{ox}$ ), on utilise le Rheed, qui au moment de la désoxydation laisse apparaître des taches intenses (cf figure 2.1). La mesure de  $T_{ox}$  est importante, car elle nous servira de référence pour ajuster ensuite la température de croissance de nos couches, en nous affranchissant des différences éventuelles entre la température mesurée et la vraie température du substrat (celui-ci varie en fonction du support utilisé, ou encore du type de four monté sur la machine). En pratique, pour désoxyder, j'utilise le protocole suivant :

- J'augmente la température du substrat ( $T_s$ ) jusqu'à environ 400°C. Pour une bonne visualisation d'éventuels changements de phase au Rheed, je préfère utiliser une pente assez rapide (entre 15 et 20° par minute). A 400°C, j'ouvre le cache de la cellule d'arsenic, de façon à en assurer un excès en surface au moment du passage de  $T_{cong}$ . Pendant toute cette phase, le diagramme Rheed reste très flou (figure 2.1.a).
- A la température de désorption de l'oxyde,  $T_{ox}$ , il devient assez rapidement plus brillant, et des taches apparaissent : l'oxyde commence à se désorber, et la surface légèrement tridimensionnelle du cristal de GaAs apparaît (cf figure 2.1.b)
- Je maintiens une température entre  $T_{ox}$  et  $T_{ox} + 20$  pendant environ 10 minutes. Le Rheed évolue relativement peu pendant cette phase.

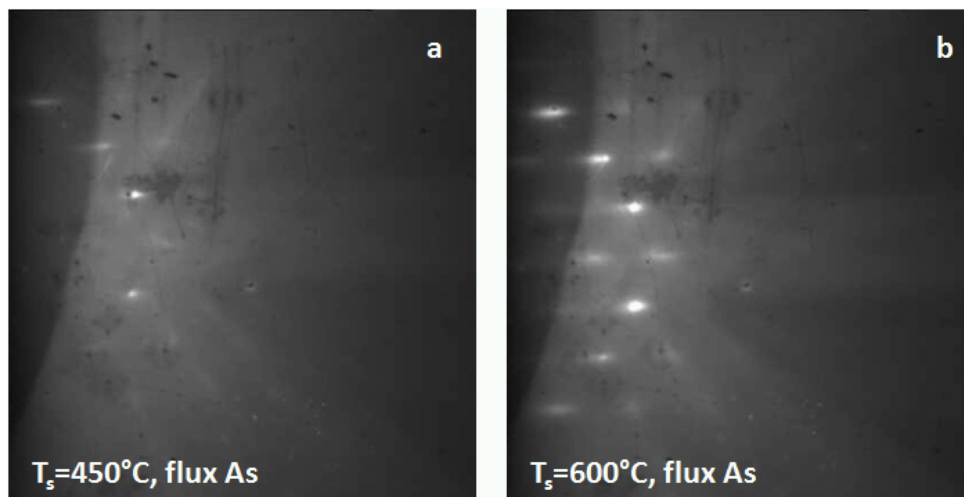


FIG. 2.1 – Caractéristiques des diagrammes Rheed avant et pendant la désorption de l'oxyde natif: avant (à gauche) le diagramme est très flou, tandis que pendant (à droite), des taches plus intenses apparaissent, révélant la surface cristalline du GaAs légèrement tridimensionnelle, qui sera lissée par la suite grâce à la croissance d'une couche tampon de GaAs.

Une fois cette étape réalisée, la croissance d'une couche tampon de GaAs débute, de façon à lisser la surface. Celle-ci est effectuée dans les conditions de croissances décrites ci-après, et a

une épaisseur typique voisine de  $500nm$ , sauf cas particulier. Elle est caractérisée par un passage temporaire sur quelques nanomètres à une croissance tridimensionnelle (les taches du Rheed deviennent plus marquées), qui se lisse en général au bout d'une minute à une minute et demi pour une vitesse de croissance de GaAs de l'ordre de  $1 \text{ MonoCouche.s}^{-1}$ . La croissance de cette couche tampon s'apparente à la croissance de couches bidimensionnelles de GaAs sur GaAs, et fait l'objet de la partie suivante.

## 2.3 Croissance de couches bidimensionnelles GaAs/AlAs et ternaires

Une façon simple de se représenter la croissance de couches 2D semiconductrices III-As, est de considérer que tous les atomes incidents du groupe III "collent" à la surface du composé III-V sur lequel on effectue la croissance, tandis qu'en élément V, n'adhèrent que les atomes nécessaires à la formation stoechiométrique de la couche III-V. En d'autres termes, la croissance de nos matériaux de type III-V n'est gouvernée que par le flux d'élément III incident. Comme on l'a déjà évoqué plus haut, ces composés sont instables au dessus d'une certaine température, appelée température de sublimation congruente, au delà de laquelle l'élément V est désorbé préférentiellement, provoquant une dégradation de la surface épitaxiée. Pour éviter ce phénomène, on se place durant toutes les croissances effectuées ici en régime d'excès d'élément V (appelé aussi régime "riche-As"). Dans les conditions de températures de croissance que nous utilisons, c'est principalement la formation de GaAs qui est critique ( $T_{cong}$  environ  $600^\circ\text{C}$ , contre plus de  $800^\circ\text{C}$  pour AlAs [10] [5]). Il faut donc s'assurer de la stabilisation de la surface par un excès en élément V. Ceci s'effectue grâce aux diagrammes Rheed. Le caractère bidimensionnel de la croissance est caractérisé par l'observation de "tiges", la stabilisation arsenic correspondant le plus souvent à une reconstruction de surface de type  $2\times 4$  [8] [11] (cf figure 2.2).

Le Rheed nous permet également de mesurer précisément les vitesses de croissance : si la température du substrat est correctement ajustée, l'intensité de la tache de réflexion spéculaire oscille, passant par un maximum pour une monocouche complète à un minimum pour une demi monocouche (MC) (qui présente un grand nombre d'îlots très diffusants) [7]. En changeant alors le flux d'élément III, c'est à dire concrètement en modifiant la température de la cellule correspondante, on peut ajuster la vitesse de croissance. Les figures 2.3 et 2.4 présentent les mesures d'oscillations Rheed pour la croissance de GaAs sur GaAs et AlAs sur GaAs pour différentes températures de la cellule de gallium ou d'aluminium, modifiant ainsi la vitesse de croissance.

Une période correspond au temps typique nécessaire à la formation d'une monocouche de GaAs ou d'AlAs. Notons que le lien entre la vitesse en  $MC.s^{-1}$  et en  $nm.s^{-1}$  est donnée par  $V(nm.s^{-1}) = \frac{a_0}{2}(nm)V(MC.s^{-1})$ . Enfin, notons également que la température du substrat joue un rôle négligeable sur la vitesse de croissance dans la gamme de températures que nous utilisons ( $550/650^\circ\text{C}$ ) [5]. On privilégiera toujours l'épitaxie dans cette gamme de température, à une vitesse globale proche de  $1\mu m.h^{-1}$ , ces paramètres permettant d'obtenir in fine une bonne qualité cristalline [3]. En ce qui concerne la formation de matériaux ternaires à base d'aluminium et de gallium ( $Al_xGa_{1-x}As$ ), ce sont les rapports de flux entre le gallium et l'aluminium qui déterminent la composition finale de l'alliage. Les conditions de croissance utilisées sont les mêmes que pour les binaires dont il est issu (même gamme de température de substrat, excès

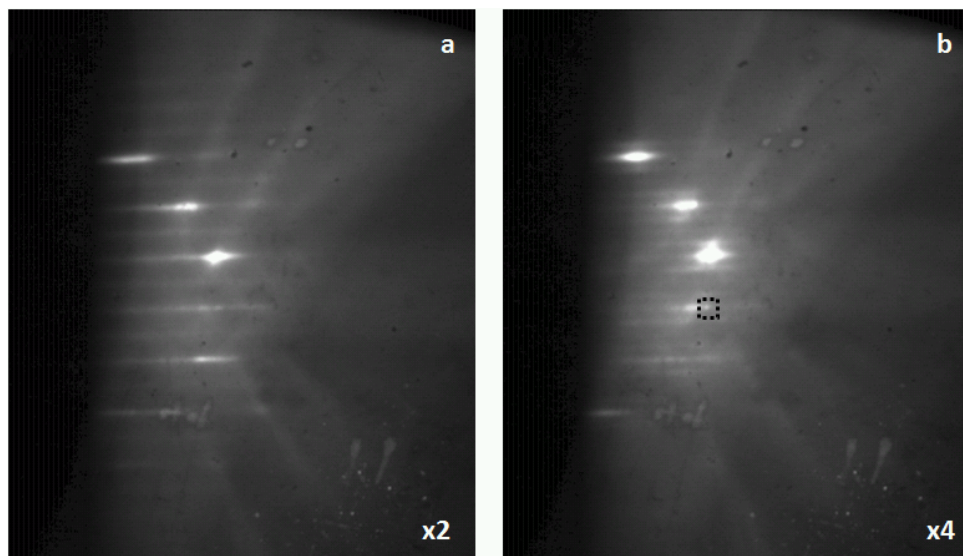


FIG. 2.2 – reconstruction  $2 \times 4$  observée dans le cas de la croissance de GaAs sur GaAs, en condition riche-As. Le faisceau spéculaire (le faisceau directement réfléchi par la surface de l'échantillon) est encadré sur l'image b (il est beaucoup moins visible sur l'image a). La variation de son intensité dans le temps permet de mesurer les vitesses de croissance des couches.

d'As).

## 2.4 Croissance de boîtes quantiques InAs

L'important désaccord de maille entre GaAs et InAs ( $\approx 7\%$ ) empêche la croissance bidimensionnelle de couches d'InAs au delà d'une certaine épaisseur dite "épaisseur critique", et mène à la formation d'îlots après dépôt d'une couche 2D d'environ une monocouche souvent appelée "couche de mouillage des boîtes" (croissance de type Stranski-Krastanov) ([4],[12]). En pratique, ces îlots d'InAs, une fois encapsulés dans GaAs (matériau barrière) sont appelés boîtes quantiques et utilisés pour leurs propriétés d'émission. Il est important de pouvoir en contrôler la taille moyenne, qui va définir leur longueur d'onde d'émission, et la quantité, selon les applications envisagées (applications nécessitant beaucoup d'émetteurs, par exemple pour l'effet laser, ou peu d'émetteurs, cas des sources de photons uniques). Pour cela, leur fabrication nécessite la maîtrise précise de plusieurs paramètres, comme la température du substrat, la vitesse de croissance d'InAs ainsi que la quantité de matière déposée. La figure 2.5, tirée de [13], montre par exemple l'effet de la quantité d'InAs déposée, pour plusieurs vitesses de dépôt, sur l'énergie d'émission de l'ensemble des boîtes.

La transition entre la formation d'un puits quantique et de boîtes quantiques a lieu aux alentours d' $1,7MC$ . On constatera que plus la quantité d'InAs déposée est faible, et plus les boîtes émettent à haute énergie, et qu'à quantité de matière déposée égale, un dépôt lent diminue l'énergie d'émission, car favorise la formation d'îlots de plus grande taille. Pour contrôler ces quantités, on utilise le diagramme de diffraction Rheed (figure 2.6): avant dépôt, celui-ci est caractéristique

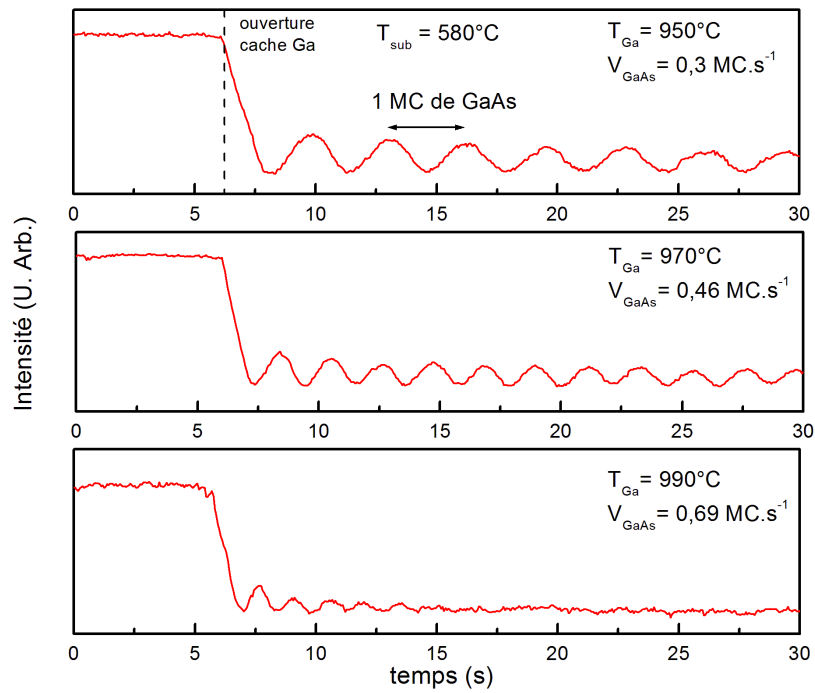


FIG. 2.3 – Oscillations Rheed lors de la croissance de GaAs sur GaAs. Le temps écoulé entre deux oscillations correspond à la formation d'une monocouche (MC) de GaAs, et permet de remonter à la vitesse de croissance.

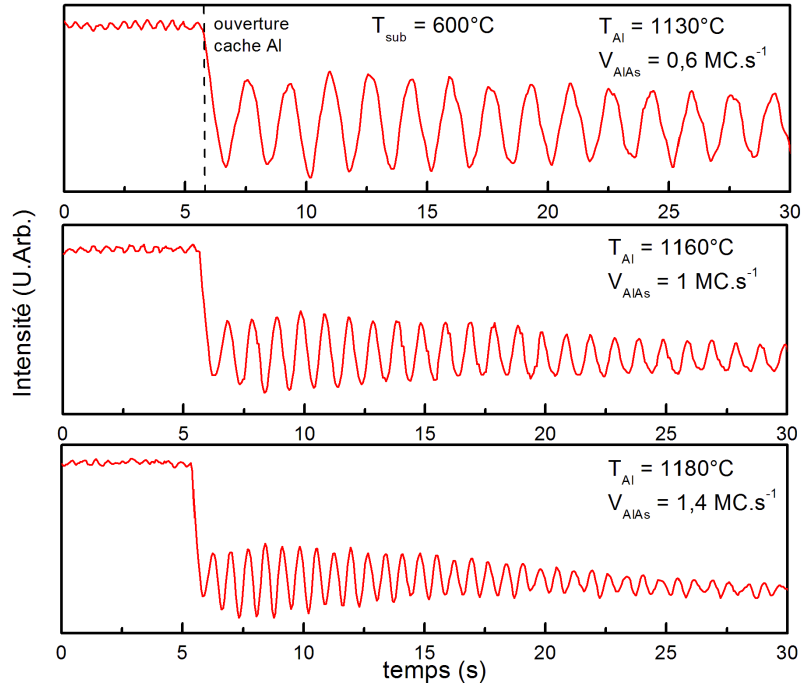


FIG. 2.4 – Oscillations Rheed obtenues lors de la croissance d'AlAs sur GaAs.

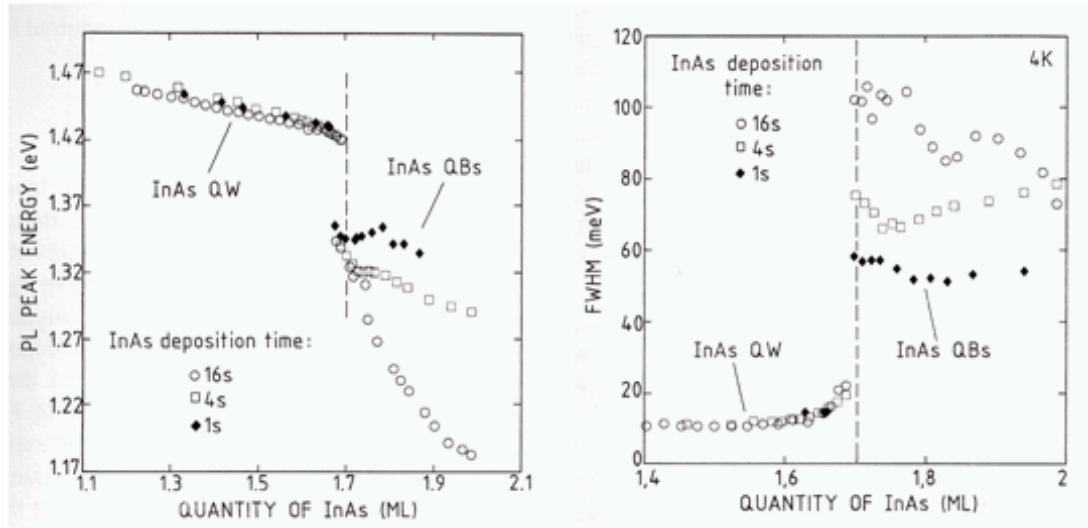


FIG. 2.5 – Evolution du pic d'énergie de photoluminescence et de la largeur à mi-hauteur de la distribution de boîtes quantiques obtenues pour différents temps de dépôts en fonction de la quantité d'InAs déposée. Tiré de [13].

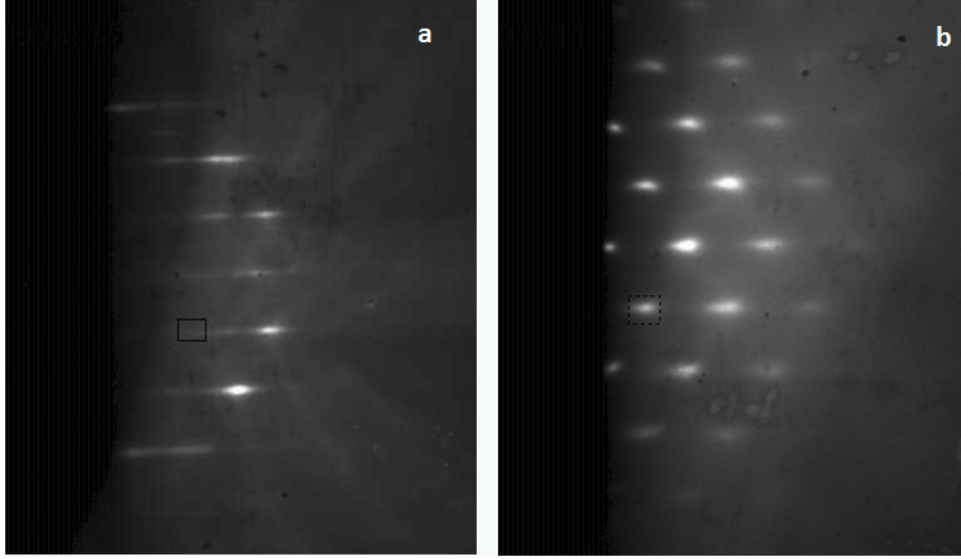


FIG. 2.6 – Passage d'un diagramme Rheed bidimensionnel (à gauche) à tridimensionnel (à droite) caractéristique de la formation de boîtes quantiques d'InAs.

d'une surface bidimensionnelle (tiges), tandis qu'après dépôt d'une quantité suffisante d'InAs, on observe l'apparition de taches intenses caractéristiques de la formation des boîtes [12] [14] [4] [15] [16]. En mesurant le temps entre l'ouverture du cache d'indium et l'apparition d'une tache du diagramme 3D, on remonte au temps typique de transition 2D/3D,  $t_{3D}$  (figure 2.7), qui nous permet d'évaluer la vitesse du dépôt d'InAs.

Comme pour l'épitaxie de GaAs, c'est également le flux d'indium qui gouverne  $t_{3D}$ . Ainsi, en changeant la température de la cellule, on est capable de modifier la vitesse de croissance (cf figure 2.7). Contrairement à GaAs cependant, la température du substrat a ici une influence non négligeable. En effet, pour favoriser une bonne qualité cristalline, il est nécessaire d'utiliser des températures assez hautes par rapport à la température de sublimation congruente d'InAs ( $T_{cong} \approx 380^\circ\text{C}$ ) [5]. Dans cette gamme, en plus de la perte d'élément V, la quantité d'élément III désorbée devient également importante. Ainsi, au dessus de  $600^\circ\text{C}$  (ou aux alentours de la température de désoxydation de GaAs), et au bout de quelques minutes il est possible de désorber totalement les boîtes formées en surface, et de revenir à un Rheed 2D (comme celui de la figure 2.6.a). Plusieurs essais ont été réalisés pour ajuster au mieux la température du substrat, la vitesse de dépôt et la quantité de matière déposée. Pour des questions de reproductibilité, ainsi que pour favoriser une émission dans le proche infrarouge compatible avec la gamme spectrale de nos caméras CCD Si utilisées pour nos expériences d'optique, nous avons choisi d'effectuer systématiquement des dépôts de  $2,2MC$  à des vitesses très rapides ( $t_{3D} = 1s$ ), et à une température de substrat  $T_{ox} - 50^\circ\text{C}$ . Ceci nous a permis d'obtenir des boîtes qui émettent à courte longueur d'onde (cf figure 2.8) de façon reproductible.

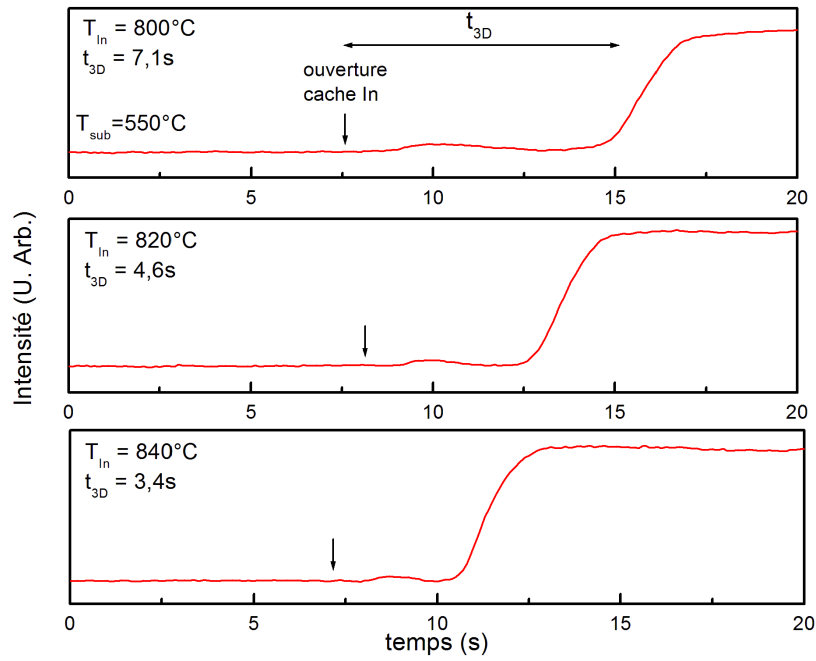


FIG. 2.7 – Temps typiques de transition ( $t_{3D}$ ) mesurés au Rheed pour trois températures différentes de la cellule d'indium. La flèche indique à chaque fois l'ouverture du cache d'indium. Le temps de transition correspond au temps écoulé entre cette ouverture et l'apparition d'une tache au Rheed, caractérisée par une augmentation importante d'intensité. Le temps de transition est défini précisément par l'intersection de la montée d'intensité avec la droite horizontale du fond continu avant apparition des boîtes.

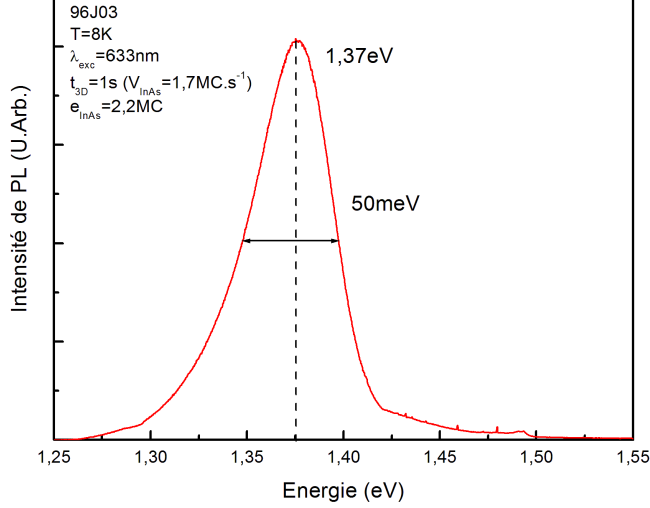


FIG. 2.8 – Spectre de macrophotoluminescence d'un échantillon de calibration de boîtes quantiques d'InAs. Les paramètres de croissance sont :  $t_{3D} = 1s$ , dépôt de  $2,2MC$ ,  $T_s = T_{ox} - 50^\circ C$ .

## 2.5 Cavités à miroirs de Bragg GaAs/AlAs

Une fois que les paramètres de croissance de couches bidimensionnelles de GaAs et d'AlAs sont maîtrisés, ainsi que la formation des boîtes quantiques d'InAs, il devient possible d'insérer ces émetteurs au sein de microcavités optiques, par exemple définies par des miroirs de Bragg (microcavités planaires, micropiliers). La partie suivante décrit dans un premier temps pourquoi et comment on utilise ces structures, puis quels ont été les paramètres de croissance utilisés pour leur fabrication.

### 2.5.1 Breve introduction aux propriétés optiques des cavités planaires à miroirs de Bragg

Les miroirs métalliques ont une réflectivité nettement inférieure à l'unité dans le visible et le proche infra-rouge. A titre d'exemple, le coefficient de réflexion d'une couche d'aluminium en incidence normale est de 0,95 pour une longueur d'onde de  $1\mu m$ . Pour les besoins de l'optique et de l'optoélectronique, il a été nécessaire de développer des miroirs de plus haute réflectivité à partir de matériaux diélectriques non absorbants. Les miroirs de Bragg à réflexion distribuée (DBR) [17] sont constitués par un empilement de couches diélectriques, et exploitent un phénomène d'interférence constructive entre les ondes réfléchies aux différentes interfaces du multicouche. Ainsi, si on empile des couches minces de deux diélectriques d'indices optiques différents, dont chacune a une épaisseur optique égale à un quart de la longueur d'onde, une réflectivité très haute (jusqu'à 99,99%) peut être atteinte dans une certaine gamme spectrale, pour des angles d'incidence proches de l'incidence normale. Dans notre cas, les miroirs sont faits d'empilement



de couches de GaAs (épaisseur  $l_1$ , indice  $n_1$ ) et AlAs (épaisseur  $l_2$ , indice  $n_2$ ). la condition de Bragg est vérifiée lorsque :

$$n_1 l_1 = n_2 l_2 = \frac{\lambda_{Bragg}}{4}$$

où  $\lambda_{Bragg}$  est la longueur d'onde pour laquelle la réflectivité du miroir est la plus haute pour un angle d'incidence normal. Pour ces miroirs, la réflectivité varie beaucoup avec la longueur d'onde et l'angle de l'onde incidente. Celle-ci est élevée sur une largeur spectrale appelée "stop-band", qu'on peut approximer par :

$$\Delta\lambda \approx \frac{n_1 - n_2}{\pi(n_1 + n_2)}$$

On remarquera donc que plus la différence d'indices entre les deux matériaux est importante, et plus la largeur de cette stop-band est grande. Pour modéliser précisément les effets d'interférence au sein de ces couches, il est nécessaire d'avoir recours à des calculs numériques. La figure 2.9 présente à ce titre la réflectivité calculée en fonction de la longueur d'onde pour une alternance de 25 paires AlAs/GaAs, en incidence normale, à partir d'un programme basé sur une approche de type matrice de transfert [18] mis au point pendant cette thèse. Celui-ci tient compte de la dispersion des différentes couches de GaAs et d'AlAs [19] [20].

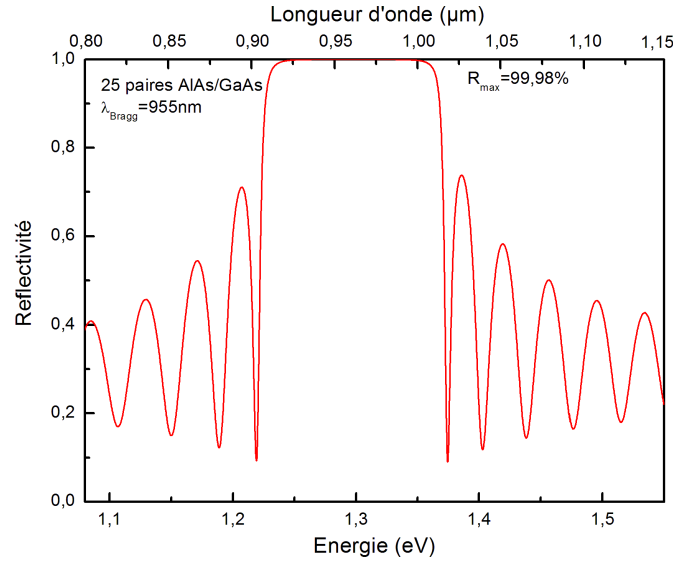


FIG. 2.9 – Calcul de la réflectivité en fonction de la longueur d'onde pour un miroir de Bragg de 25 paires GaAs/AlAs idéal centré à 955nm. Le calcul tient compte des dispersions d'indice de GaAs et d'AlAs.

Comme on le constate, en incidence normale, la stop-band pour nos matériaux a une largeur d'environ 100nm. En terme d'angle, pour la longueur d'onde résonnante  $\lambda_{Bragg}$ , la réflectivité

est haute autour d'un cône d'angle  $\Delta\theta$  autour de l'incidence normale aux couches. Typiquement, pour un miroir GaAs/AlAs, il est voisin de  $20^\circ$ . En dehors de ces gammes, la réflectivité diminue fortement.

En modifiant l'épaisseur de la couche centrale (en GaAs généralement), on peut alors observer des modes résonnants de type Fabry-Perot. Pour centrer le mode résonnant par rapport à la stop-band, on utilise une épaisseur telle que:

$$n_1 L = \lambda_{Bragg}$$

où  $L$  est la longueur de la cavité. Ce type de cavité est souvent appelé aussi “cavité  $\lambda$ ”. La figure 2.10 présente le calcul du spectre de réflectivité d'une telle structure : on observe l'apparition d'un “creux” au milieu de la stop-band, qui correspond à une résonance de type Fabry-Pérot de la structure Miroir/cavité  $\lambda$ /miroir. A couple de matériau fixé, la finesse de ce pic dépend notamment de la réflectivité de chaque miroir, et donc du nombre de paires GaAs/AlAs. Généralement, celui du Bragg inférieur (plus proche du substrat) est plus important que celui du Bragg supérieur, de façon à extraire la lumière préférentiellement vers le haut de l'échantillon (et non pas dans le substrat).

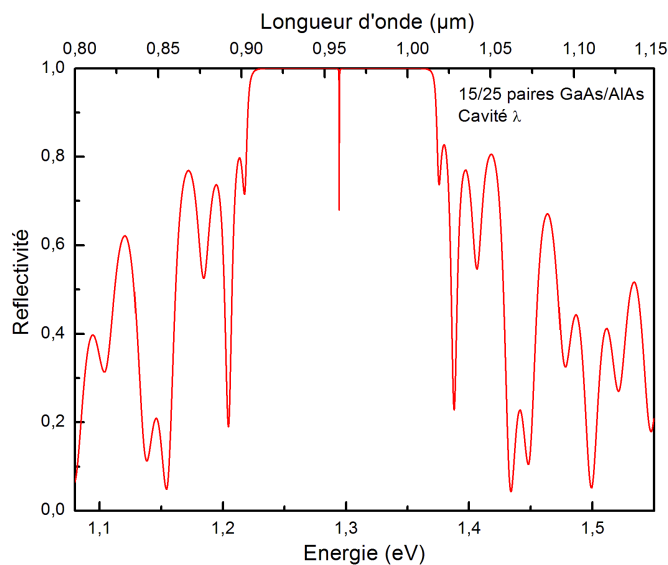


FIG. 2.10 – Calcul de la réflectivité d'une cavité  $\lambda$  à miroirs de Bragg. Le Bragg inférieur est constitué de 25 paires GaAs/AlAs, tandis que le Bragg supérieur contient 15 paires AlAs/GaAs. Les calculs tiennent compte de la dispersion d'indice de GaAs et AlAs.

### 2.5.2 Epitaxie de cavités à miroirs de Bragg

L'épitaxie de cavités à miroirs de Bragg nécessite une maîtrise très précise des vitesses de croissance, si l'on veut ajuster la longueur d'onde de résonance  $\lambda_{Bragg}$  dans la zone d'émission de

nos boîtes quantiques. En terme de qualité cristalline d'épitanie, les paramètres que nous avons retenus correspondent à des vitesses de croissance de l'ordre de la monocouche par seconde, et une température de substrat voisine de  $T_{ox} - 40^\circ\text{C}$ . Ceci nous permet en particulier de ne pas changer la température de l'échantillon lors de la formation des boîtes.

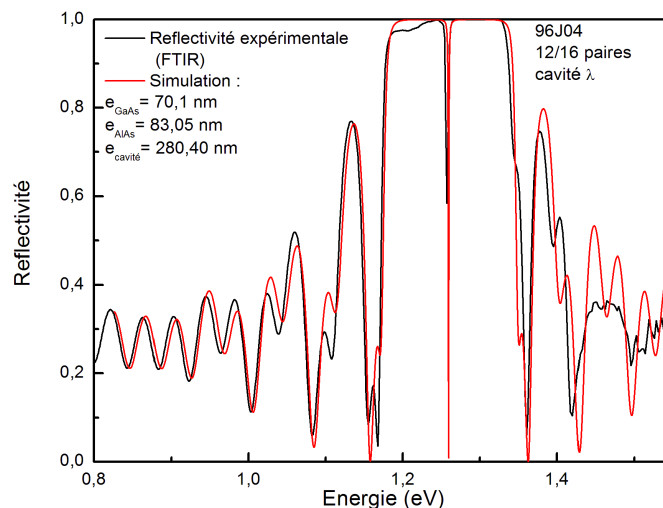


FIG. 2.11 – Spectre expérimental et simulation de la structure de l'échantillon 96J04. L'accord entre la simulation et l'expérience est assez bon, et nous a permis de remonter aux épaisseurs effectivement épitaxiées. Le détecteur InGaAs utilisé ici présente une coupure voisine de 1.5eV, ce qui explique l'aspect "bruité" du spectre aux plus hautes énergies. L'absorption de GaAs (au delà de 1.42eV) peut également en être la cause.

Le contrôle de l'épitanie se fait in fine par la voie optique : ce sont les spectres de réflectivité qui nous indiquent si les rapports des épaisseurs entre les miroirs et la cavité sont bons. Ces spectres de réflectivité sont obtenus à température ambiante à l'aide d'un spectromètre FTIR (Spectromètre Infra-Rouge à Transformée de Fourier, cf [21] pour le détail du fonctionnement de ce type de spectromètre). A l'aide des spectres expérimentalement obtenus et du programme mis au point dans le cadre de cette thèse pour simuler de telles cavités (dont sont issues les figure 2.10 et 2.10 entre autres, cf annexe pour le détail du code), il est possible de remonter de façon plus précise aux épaisseurs réellement épitaxiées de la structure. La figure 2.11 présente par exemple le cas d'un échantillon réalisé au cours de cette thèse. Il permet entre autre de lier la vitesse mesurée au Rheed et les épaisseurs réelles obtenues : en pratique celles-ci sont entre 4 et 8% plus faibles que ce que l'on attend. Ceci est dû au phénomène de "burst" qui mène à une légère surestimation des vitesses de croissance : une accumulation se produit avant l'ouverture des caches d'éléments III, qui, au moment de sa libération, provoque des oscillations plus rapides pendant les premiers temps de la mesure. Il a été nécessaire de tenir compte de ce phénomène pour la plupart des échantillons fabriqués.

## 2.6 Description des échantillons utilisés

Dans ce paragraphe, je décrirai les différents échantillons épitaxiés pendant ma thèse et dont il est question dans la suite de ce manuscrit. Cette partie est donc une sorte de “prologue” aux étapes de technologie et d’optique qui seront détaillées pour chaque type d’objet. Elle permettra notamment d’avoir une “carte d’identité” pour ces échantillons, et peut être passée en première lecture. Dans la plupart des cas présentés ici, il s’agit d’échantillons de cavités planaires à miroirs de Bragg, pour lesquels il a fallu avant fabrication des structures finales (micropiliers) vérifier les propriétés optiques de départ, en confrontant FTIR, simulations de réflectivité et photoluminescence des émetteurs. Préalablement à ce type de croissance, j’effectue souvent un échantillon simple à boîtes quantiques (un plan de boîtes encapsulées dans le GaAs) dans des conditions identiques à celles que je vais utiliser pour l’épitaxie de la cavité à miroirs de Bragg, de façon à avoir une référence pour l’émission des boîtes, et éviter ainsi le retrait du miroir de Bragg supérieur sur l’échantillon qui nous intéresse (la présence de la cavité à miroirs de Bragg module en effet le signal des boîtes). Ainsi, on trouvera dans cette partie à la fois les caractéristiques d’émission de ces échantillons de référence, les paramètres de croissance ainsi que les caractérisations optiques effectuées pour chaque échantillon après sa croissance.

### 2.6.1 Cavité planaire 96J02 (modes de galerie dans les micropiliers)

La cavité dont il est question ici est une cavité de type Bragg mais “décentrée” : au lieu de fabriquer une cavité d’épaisseur  $\lambda/n$ , la cavité est ici  $4,7\lambda/4n$ , ce qui décale le mode résonnant Fabry-Pérot vers les basses énergies par rapport au centre de la stop-band. La raison de ce choix est d’observer grâce à cela des effets intéressants du point de vue facteur de qualité, une fois la cavité gravée en micropiliers. Il s’avère que cet échantillon a finalement servi à mettre en évidence le phénomène de modes de galerie, dont il sera question dans le chapitre suivant.

### Ajustement des boîtes quantiques - Echantillon 96J01

L’échantillon 96J01 a été réalisé juste avant l’échantillon 96J02 pour vérifier l’émission des boîtes quantiques sans avoir à retirer le miroir de Bragg supérieur. Il est donc constitué d’un simple plan de boîtes encapsulé dans du GaAs. Les paramètres utilisés pour la croissance de ces boîtes sont indiqués dans le tableau ci-après (tableau 2.2).

$T_{substrat}$	$T_{In}$	$t_{3D}$	quantité d’InAs
560°C	885°C	1s	2,2MC

TAB. 2.2 – Paramètres utilisés pour la croissance des boîtes quantiques de l’échantillon témoin 96J01. Les boîtes sont déposées très rapidement, de façon à obtenir une émission haute énergie.

La luminescence des boîtes obtenues a été contrôlée en photoluminescence, et est caractérisée par une émission maximale vers  $1.38\text{eV}$ , haute énergie compte-tenu de la vitesse rapide de dépôt des boîtes. La largeur du pic de luminescence est relativement faible (25meV environ à mi-hauteur cf figure 2.12). En comparant ces données à celles de la figure 2.5, on se situe ici dans un régime limite entre formation d’un puits quantique d’InAs et des boîtes quantiques. Notons que

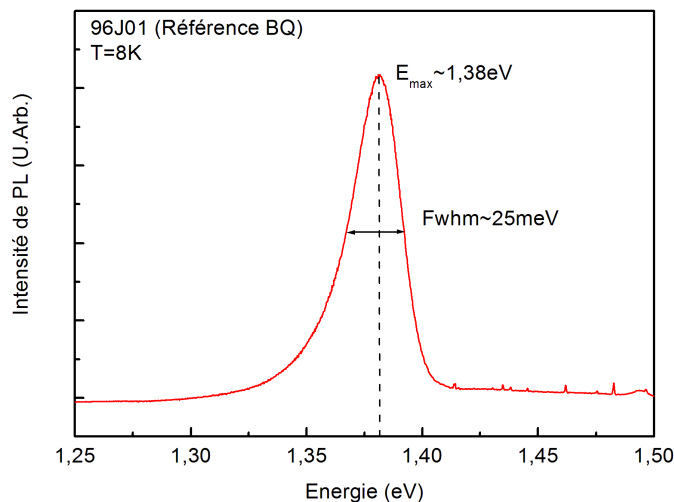


FIG. 2.12 – Spectre de photoluminescence de l'échantillon 96J01 de référence. L'émission est maximale vers 1.38eV, et la largeur à mi-hauteur (Fwhm) proche de 25meV. Ces valeurs sont caractéristiques d'un régime limite entre des boîtes quantiques de petites tailles et un puits quantique d'InAs, et expliquent notamment la forte asymétrie du spectre.

l'échantillon 96J03, échantillon réalisé dans les mêmes conditions que celui-ci mais après la cavité 96J02 (cf spectre de photoluminescence figure 2.8) a montré une énergie maximale très proche de son jumeau, même si on constate une différence dans la largeur à mi-hauteur. Il témoigne de la bonne reproductibilité de l'ajustement spectral de boîtes crues dans ces conditions de dépôt rapide.

### Paramètres de croissance de 96J02

L'échantillon 96J02 se compose d'un miroir de Bragg inférieur constitué de 27 paires de GaAs/AlAs, d'une cavité de GaAs et de 17 paires AlAs/GaAs pour le miroir supérieur. La cavité  $4,7\lambda/4$  contient 3 plans de boîtes quantiques élaborées dans des conditions similaires à 96J01. Les paramètres utilisés pour cette croissance sont résumés dans le tableau 2.3.

La durée totale de croissance de ce type d'échantillon est proche de 9 heures. On constatera en particulier que la couche tampon de GaAs (buffer) est ici très épaisse. En effet, les substrats de GaAs utilisés ont montré une bande d'émission gênante voisine de celle de nos boîtes, notamment en ce qui concerne les applications à nombre restreint d'émetteurs. La couche tampon sert ici à en diminuer l'intensité.

### Contrôle de la réflectivité au FTIR

Une fois la cavité élaborée, nous avons étudié ses caractéristiques optiques à l'aide du FTIR, pour déterminer à la fois les épaisseurs réellement épitaxiées d'une part, et voir si la cavité

Etape	Matériau	Vitesse / $t_{3D}$	Epaisseur	$T_{substrat}$
Désoxydation	flux As			600°C
Buffer	GaAs	$1,08 MC.s^{-1}$	$1,5\mu m$	600°C
Bragg inférieur	27*GaAs/AlAs	$v_{GaAs} = 1,08 MC.s^{-1}$ $v_{AlAs} = 0,88 MC.s^{-1}$	$3,95\mu m$	560°C
Cavité	GaAs	$1,08 MC.s^{-1}$	$20nm$	560°C
	BQ InAs	$t_{3D} = 1s$	$2,2MC$	560°C
	GaAs	$1,08 MC.s^{-1}$	$122nm$	560°C
	BQ InAs	$t_{3D} = 1s$	$2,2MC$	560°C
	GaAs	$1,08 MC.s^{-1}$	$30nm$	560°C
	BQ InAs	$t_{3D} = 1s$	$2,2MC$	560°C
	GaAs	$1,08 MC.s^{-1}$	$140nm$	560°C
Bragg supérieur	17*AlAs/GaAs	$v_{GaAs} = 1,08 MC.s^{-1}$ $v_{AlAs} = 0,88 MC.s^{-1}$	$2,5\mu m$	560°C

TAB. 2.3 – *Etapes de croissance de l'échantillon 96J02. Les épaisseurs de matériaux épitaxiés, données à titre indicatif pour se faire une idée des proportions de la structure, ont été arrondies pour une meilleure lisibilité.*

résonnante est raisonnablement située par rapport à l'émission des boîtes d'autre part. La figure 2.13 donne un aperçu des spectres obtenus ainsi que de la simulation effectuée. Comme on le voit, le mode résonnant tombe aux alentours de 1.36eV à température ambiante. A basse température (températures utilisées pour nos expériences de photoluminescence), le changement d'indice optique des matériaux constituant notre cavité va provoquer un décalage du mode vers les hautes énergies, d'une quinzaine de meV. La cavité devrait donc rester compatible avec l'émission des boîtes quantiques (figure 2.12).

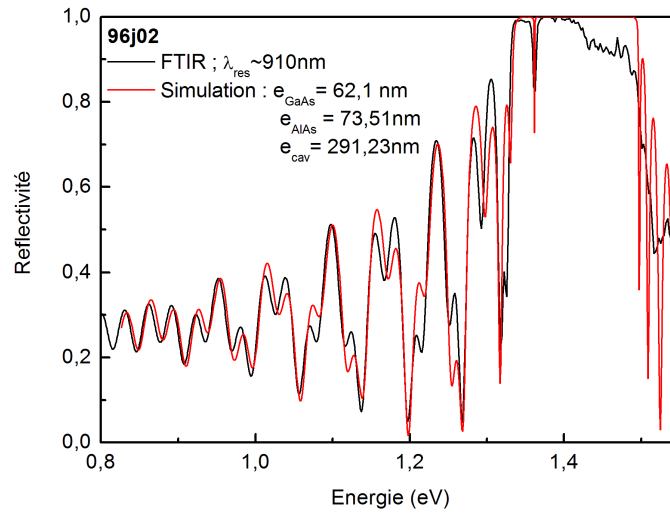


FIG. 2.13 – Réflectivité expérimentale obtenue au FTIR sur l'échantillon 96J02 et simulation de la structure correspondante. Le mode de la cavité, décentré du fait de l'utilisation d'une cavité  $4,7\lambda/4$ , se situe aux alentours de  $1,36\text{eV}$ . Comme pour la figure 2.11, le spectre est bruité à haute énergie du fait de la coupure du détecteur utilisé. L'absorption de GaAs (au delà de  $1,42\text{eV}$ ) peut également être la cause de la dégradation du signal de réflectivité.

### 2.6.2 Cavité planaire 46I02 (micropiliers métallisés)

Cette cavité est une cavité standard de type cavité  $\lambda$ . Sa particularité réside dans l'utilisation de boîtes quantiques réalisées avec un temps de dépôt rapide, puis laissées murir 1 seconde avant encapsulation par le GaAs. Durant ce laps de temps, les atomes d'indium et d'arsenic sont libres de migrer en surface de l'échantillon, ce qui mène à l'obtention de boîtes plus grosses, dont l'énergie est alors plus basse que dans le cas de boîtes obtenues sans murissement [13], [22].

#### Ajustement des boîtes quantiques - Echantillon 46I01

Les paramètres utilisés pour la croissance de l'échantillon témoin 46I01 sont résumés dans le tableau 2.4.

$T_{substrat}$	$T_{In}$	$t_{3D}$	quantité d'InAs	murissement
550�C	885�C	1s	2,2MC	1s

TAB. 2.4 – Paramètres utilisés pour la croissance des boîtes quantiques de l'échantillon témoin 46I01.

Comme on le constatera sur la figure 2.14, l'étape de murissement mène effectivement au décalage de la distribution en énergie des boîtes : celle-ci est centrée désormais aux alentours de 1.32eV (  comparer aux 1.38eV de l'échantillon 96J01 réalisé sans arrêt de croissance), et présente une largeur à mi-hauteur voisine de 60meV.

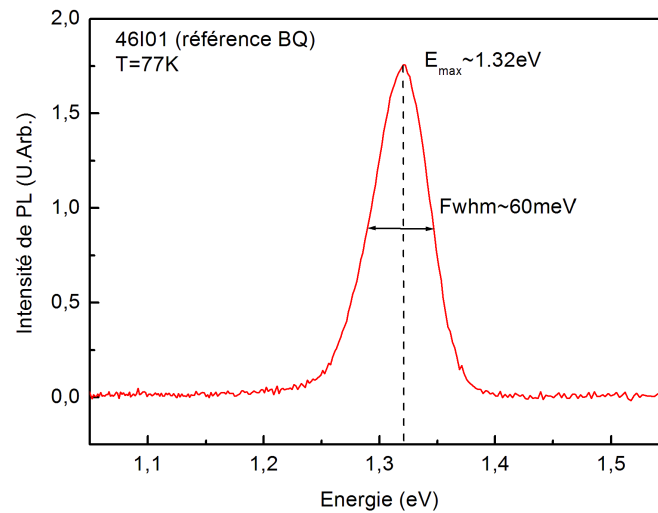


FIG. 2.14 – Spectre de photoluminescence de l'échantillon 46I01 de référence. Le murissement des boîtes a permis d'obtenir une distribution centrée vers 1.32eV avec une largeur à mi-hauteur de 60meV.



### Paramètres de croissance de 46I02

La cavité 46I02 se compose d'un miroir de Bragg inférieur constitué de 25 alternances GaAs/AlAs, d'une cavité  $\lambda$  à un plan de boîtes quantiques avec murissement, ainsi que d'un miroir supérieur de 15 paires AlAs/GaAs. Les paramètres utilisés pour la croissance sont décrits dans le tableau ci-dessous (tableau 2.5).

Etape	Matériau	Vitesse / $t_{3D}$	Epaisseur	$T_{substrat}$
Desoxydation	flux As			630°C
Buffer	GaAs	$0,83MC.s^{-1}$	$1,6\mu m$	630°C
Bragg inférieur	25*GaAs/AlAs	$v_{GaAs} = 0,83MC.s^{-1}$ $v_{AlAs} = 0,93MC.s^{-1}$	$3,85\mu m$	590°C
Cavité	GaAs	$0,83MC.s^{-1}$	$141nm$	590°C
	BQ InAs	$t_{3D} = 1s$	$2,2MC$	590°C
	murissement	1s		590°C
	GaAs	$0,83MC.s^{-1}$	$141nm$	590°C
Bragg supérieur	15*AlAs/GaAs	$v_{GaAs} = 0,83MC.s^{-1}$ $v_{AlAs} = 0,93MC.s^{-1}$	$2,3\mu m$	590°C

TAB. 2.5 – *Etapes de croissance de l'échantillon 46I02. Les épaisseurs de matériaux épitaxiés ont été arrondies pour une meilleure lisibilité.*

Là encore, la couche tampon de GaAs est épaisse, de façon à limiter la luminescence du substrat. On notera que les températures de croissance ont été ajustées par rapport à la température de désoxydation du substrat, un peu plus haute que pour l'échantillon 96J02. Ce type d'écart n'est pas rare d'une désoxydation à une autre.

### Contrôle de la réflectivité au FTIR

La vérification des propriétés optiques au FTIR de la cavité épitaxiée est présentée figure 2.15. Il existe un très bon accord entre simulation et expérience. La résonance de la cavité obtenue est proche de 1.25eV à température ambiante, et est donc compatible a priori avec les boîtes de référence (figure 2.14).

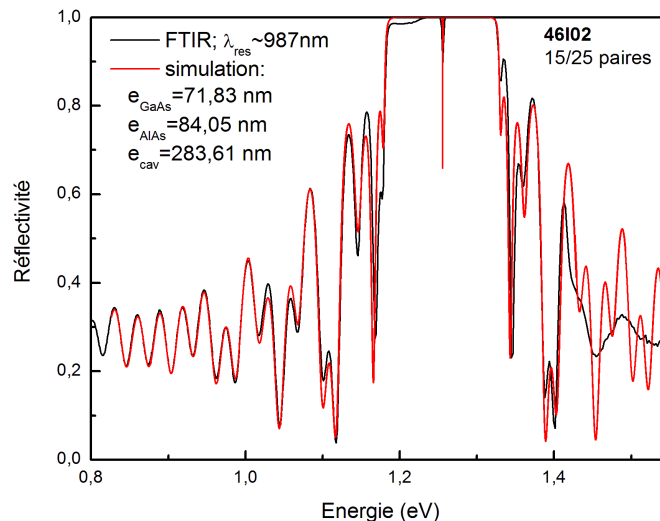


FIG. 2.15 – Spectre de réflectivité obtenu au FTIR sur la cavité 46I02 et simulation de la structure (en rouge). Encore une fois, le côté haute énergie du spectre expérimental est à prendre avec précaution, du fait de la coupure du détecteur InGaAs utilisé et de l'absorption du GaAs au delà de 1,42 eV

### 2.6.3 Échantillons 36H03 et 126J12 (nanofils pour source de photons uniques)

Ces deux échantillons sont un peu différents, puisqu'ils ne contiennent pas de cavité résonnante à miroirs de Bragg, comme dans les cas précédents. Il s'agit de deux échantillons destinés à devenir des fils photoniques. Ils sont constitués tous les deux d'une couche très épaisse de GaAs (8 à 10  $\mu\text{m}$ ) au centre de laquelle se situe un plan de boîtes quantiques. La seule différence entre eux réside dans la couche située au dessous de la couche épaisse de GaAs : pour le premier, étudié dans le dernier chapitre de cette thèse, on a inséré entre la couche tampon et la couche épaisse une couche d'AlGaAs à forte teneur en aluminium, de façon d'une part à pouvoir repérer la fin de gravure de la couche épaisse, mais aussi éventuellement de l'utiliser comme couche sacrificielle pour un report de couches épitaxiées sur un autre substrat. Quant au second, il constitue une version plus élaborée de ce type d'objet, qui sera sans doute étudié très prochainement. Un miroir de Bragg remplace ici la couche d'AlGaAs, de façon à exploiter la réflectivité importante de celui-ci vis à vis des boîtes quantiques et améliorer ainsi l'extraction des photons vers le haut de l'échantillon. Ce point est notamment discuté dans les perspectives du dernier chapitre de cette thèse. Dans ces deux cas, l'observation de la gamme d'émission des boîtes quantiques ne nécessite pas d'ajustement en énergie avec un mode résonnant : il n'est donc pas forcément utile d'effectuer une croissance d'échantillon témoin avant la croissance qui nous intéresse. De plus, le contrôle très précis de l'épaisseur de la couche de GaAs est moins critique, la géométrie fils ne demandant que l'obtention d'un fort rapport d'aspect entre diamètre et hauteur, celle-ci devant être grande en particulier devant la longueur d'onde étudiée. A priori (et au miroir de Bragg

près), ces échantillons sont donc plus simples à obtenir que les échantillons de type cavité à miroirs de Bragg. Leurs caractéristiques sont présentées dans les paragraphes suivants.

### Paramètres de croissance de 36H03 et 126J12

Les paramètres de croissance pour les échantillons 36H03 et 126J12 se trouvent dans les tableaux 2.6 et 2.7. La principale difficulté est constituée par les miroirs de Bragg de 126J12 qui sont ici fabriqués en  $GaAs/Al_{0.8}Ga_{0.2}As$ . Le fait d'utiliser un ternaire à la place de l'AlAs pur permet de diminuer considérablement l'oxydation des couches contenant de l'aluminium. Dans le cas où l'on décide de graver également le miroir en plus de la couche épaisse de GaAs, une sensibilité moindre à l'oxydation permettra une moins forte dégradation des fils. Le bâti étant équipé d'une seule cellule de gallium, la vitesse de croissance de GaAs est fixée par les rapports de flux nécessaires à l'obtention de la bonne composition d'AlGaAs, ce qui explique qu'elle soit bien inférieure aux vitesses utilisées habituellement. Néanmoins, lors de l'épitaxie de la partie "fils", la température de la cellule de Ga a été ré-augmentée de façon à éviter une croissance bien trop longue.

Etape	Matériau	Vitesse / $t_{3D}$	Epaisseur	$T_{substrat}$
Désoxydation	flux As			600°C
Buffer	GaAs	$0,84MC.s^{-1}$	$2,5\mu m$	620°C
Couche sacrificielle	$Al_{0.8}Ga_{0.2}As$	$v_{AlGaAs} = 0,72MC.s^{-1}$	$500nm$	550°C
Fils	GaAs	$0,84MC.s^{-1}$	$4,25\mu m$	550°C
	BQ InAs	$t_{3D} = 1s$	$2,2MC$	550°C
	GaAs	$0,84MC.s^{-1}$	$4,25\mu m$	550°C

TAB. 2.6 – Etapes de croissance de l'échantillon 36H03. Les épaisseurs de matériaux épitaxiés ont été arrondies pour une meilleure lisibilité.

Etape	Matériau	Vitesse / $t_{3D}$	Epaisseur	$T_{substrat}$
Désoxydation	flux As			630°C
Buffer	GaAs	$0,9MC.s^{-1}$	$2,5\mu m$	620°C
Bragg	12 * $GaAs/Al_{0.8}Ga_{0.2}As$	$v_{GaAs} = 0,29MC.s^{-1}$ $v_{AlGaAs} = 1,4MC.s^{-1}$	$500nm$	580°C
Fils	GaAs	$0,9MC.s^{-1}$	$4,25\mu m$	580°C
	BQ InAs	$t_{3D} = 1s$	$2,2MC$	580°C
	GaAs	$0,9MC.s^{-1}$	$4,25\mu m$	580°C

TAB. 2.7 – Etapes de croissance de l'échantillon 126J12. Les épaisseurs de matériaux épitaxiés ont été arrondies pour une meilleure lisibilité.

Les conditions utilisées pour la fabrication des boîtes pour les deux échantillons sont résumées dans le tableau 2.8. Il s'agit de boîtes réalisées sans arrêt de croissance.

Echantillon	$T_{substrat}$	$T_{In}$	$t_{3D}$	quantité d'InAs
36H03	550°C	909°C	1s	2,2MC
126J12	580°C	875°C	1s	2,2MC

TAB. 2.8 – Paramètres utilisés pour la croissance des boîtes quantiques InAs pour les échantillons à fils photoniques 36H03 et 126J12.

### Contrôle au FTIR et en macrophotoluminescence

Pour caractériser les boîtes de l'échantillon 36H03, il a fallu retirer une partie du GaAs supérieur. En effet, l'excitation optique étant réalisée bien au dessus du gap de GaAs, celui-ci est fortement absorbant, et complique l'observation du signal des boîtes. Après retrait d'environ  $2\mu m$ , la photoluminescence obtenue est la suivante (figure 2.16):

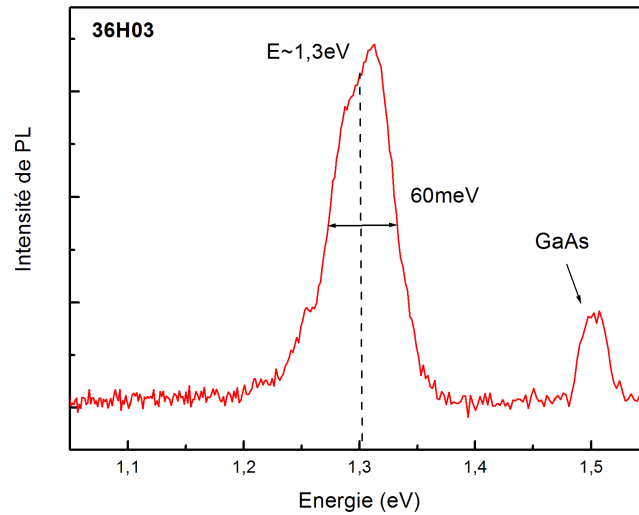


FIG. 2.16 – Spectre de photoluminescence de l'échantillon 36H03 (sans Bragg) après retrait d'environ  $2\mu$  de GaAs au dessus des boîtes. La distribution est centrée vers 1.3eV, avec une largeur à mi-hauteur voisine de 60meV. Le pic de luminescence de GaAs, à 1.5eV, est ici très visible, probablement du fait de l'importante épaisseur surmontant encore les boîtes.

On constatera que malgré la non-utilisation d'un murissement avant encapsulation des boîtes par le GaAs, la distribution semble tout de même centrée à plutôt basse énergie (1.3eV). Ceci peut-être expliqué par la température de la cellule d'In utilisée pour la croissance (tableau 2.8), plus haute que dans les situations habituelles. La quantité d'InAs déposée a donc sans-doute été légèrement supérieure aux 2,2MC attendues.

En ce qui concerne l'échantillon 126J12, qui comporte un miroir de Bragg, il a été caractérisé en réflectivité au FTIR, et comparé à la simulation théorique de la structure (figure 2.17). Sur ce spectre, la période courte des oscillations est principalement due à la couche épaisse de GaAs.

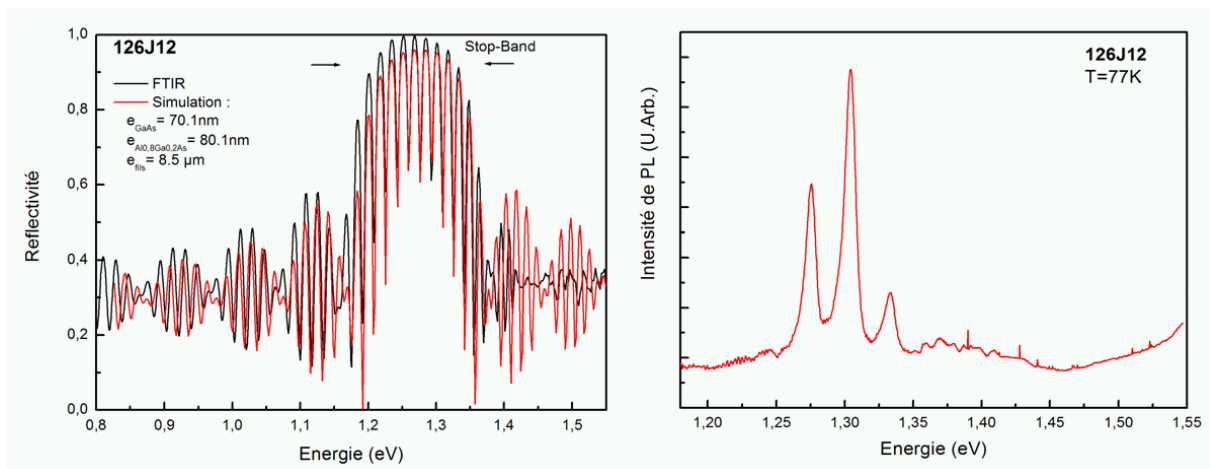


FIG. 2.17 – Caractéristiques optiques de l'échantillon 126J12. A gauche : Spectre de réflectivité et simulation de la structure; à droite : spectre de photoluminescence après retrait d'environ  $3,5\mu\text{m}$  de GaAs surmontant les boîtes.

D'après cette simulation, l'épaisseur effectivement épitaxiée est voisine de  $8,5\mu\text{m}$ . De façon similaire à 36H03, une partie du GaAs surmontant les boîtes a ensuite été retirée chimiquement, de façon à observer plus facilement l'émission des boîtes quantiques, et vérifier ainsi qu'elles se situent dans la bonne gamme spectrale par rapport aux miroirs de Bragg. La figure 2.17 en donne un aperçu. Il est difficile de donner ici une conclusion précise en terme de centrage de la distribution de boîtes où encore en largeur à mi-hauteur, le signal de photoluminescence étant modulé par la présence du Bragg, ce qui explique en particulier la présence des trois "raies" observées ici. Cependant, il est clair que la zone d'émission couverte par les boîtes correspond effectivement à la zone de contrôle par le Bragg.

## 2.7 Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons exposé les différentes conditions de croissance utilisées pour la fabrication d'échantillons à base d'arséniures. En particulier, l'élaboration de microcavités à miroirs de Bragg contenant un ou plusieurs plans de boîtes quantiques nécessite une bonne maîtrise des conditions de croissances de couches bidimensionnelles GaAs/AlAs d'une part, ainsi que le contrôle précis et la reproductibilité de la nucléation des boîtes quantiques d'InAs. Il est important d'ajuster la position en énergie du mode résonnant de la cavité dans la zone d'émission du ou des plans de boîtes quantiques. Ces deux critères sont validés grâce aux études optiques de réflectivité pour la cavité, et de photoluminescence pour les boîtes. Le choix de temps de dépôt d'InAs très court (et donc de vitesses de croissances rapides) a permis d'obtenir une bonne reproductibilité de leurs caractéristiques optiques, tandis que la comparaison systématique des spectres de réflectivité de cavité avec les simulations des structures attendues a permis de corriger les écarts observés entre les vitesses mesurées avant croissance et les vitesses effectives (environ 4 à 8% d'écart observé en pratique). Grâce à ces éléments, il a été possible de fabriquer

plusieurs séries de cavités à miroirs de Bragg, dont certaines ont été utilisées pour les études dont il est question dans ce manuscrit. D'autres échantillons qui n'ont pas été présentés ici ont également servi à d'autres groupes dans le cadre de collaborations. En dehors de ces cavités, le travail de croissance mené ici a également permis la fabrication de couches épaisses pour l'étude de nanofils à boîtes quantiques, qui ont été et sont encore en cours d'étude aujourd'hui.

# Bibliographie

- [1] C. T. Foxon and B. A. Joyce. Interaction kinetics of As<sub>4</sub> and Ga on {100} GaAs surfaces using a modulated molecular beam technique. *Surface Science*, 50:434–450, Jun 1975.
- [2] C. T. Foxon and B. A. Joyce. Interaction kinetics of As<sub>2</sub> and Ga on {100} GaAs surfaces. *Surface Science*, 64:293–304, Apr 1977.
- [3] L. L. Chang, Armin Segmüller, and L. Esaki. Smooth and coherent layers of GaAs and AlAs grown by molecular beam epitaxy. *Applied Physics Letters*, 28(1):39–41, 1976.
- [4] W. J. Schaffer, M. D. Lind, S. P. Kowalczyk, and R. W. Grant. Nucleation and strain relaxation at the InAs/GaAs(100) heterojunction. *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, 1(3):688–695, 1983.
- [5] E.H.C. Parker. *The Technology And Physics Of Molecular Beam Epitaxy*. Plenum Press, 1985.
- [6] J. M. Van Hove, C. S. Lent, P. R. Pukite, and P. I. Cohen. Damped oscillations in reflection high energy electron diffraction during GaAs MBE. *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, 1(3):741–746, 1983.
- [7] J. M. Van Hove, P. R. Pukite, and P. I. Cohen. The dependence of RHEED oscillations on MBE growth parameters. *Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures*, 3(2):563–567, 1985.
- [8] Tomihiro Hashizume, Q. K. Xue, J. Zhou, A. Ichimiya, and T. Sakurai. Structures of As-Rich GaAs(001)-(2 × 4) Reconstructions. *Phys. Rev. Lett.*, 73(16):2208–2211, Oct 1994.
- [9] A. J. SpringThorpe, S. J. Ingre, B. Emmerstorfer, P. Mandeville, and W. T. Moore. Measurement of GaAs surface oxide desorption temperatures. *Applied Physics Letters*, 50(2):77–79, 1987.
- [10] C. T. Foxon, J. A. Harvey, and B. A. Joyce. The evaporation of GaAs under equilibrium and non-equilibrium conditions using a modulated beam technique. *Journal of Physics and Chemistry of Solids*, 34:1693–1701, Oct 1973.
- [11] W. G. Schmidt. (4 × 2) and (2 × 4) reconstructions of GaAs and InP(001) surfaces. *Applied Physics A: Materials Science & Processing*, 65:581–586, Dec 1997. 10.1007/s003390050625.
- [12] F. Houzay, C. Guille, J. M. Moison, P. Henoc, and F. Barthe. First stages of the MBE growth of InAs on (001)GaAs. *Journal of Crystal Growth*, 81:67–72, Feb 1987.
- [13] E. Burstein and C. Weisbuch. *Confined Electrons and Photons*. Plenum Press, 1995.
- [14] H. Ohno, R. Katsumi, and H. Hasegawa. Reflection electron diffraction intensity oscillation during molecular beam epitaxial growth of (GaAs)<sub>n</sub>/(InAs)<sub>n</sub> superlattice semiconductor. *Surface Science*, 174:598–599, Aug 1986.

- [15] L. Goldstein, F. Glas, J. Y. Marzin, M. N. Charasse, and G. Le Roux. Growth by molecular beam epitaxy and characterization of InAs/GaAs strained-layer superlattices. *Applied Physics Letters*, 47(10):1099–1101, 1985.
- [16] F. J. Grunthaner, M. Y. Yen, R. Fernandez, T. C. Lee, A. Madhukar, and B. F. Lewis. Molecular beam epitaxial growth and transmission electron microscopy studies of thin GaAs/InAs(100) multiple quantum well structures. *Applied Physics Letters*, 46(10):983–985, 1985.
- [17] P. Yeh. *Optical waves in layered media*. Wiley, 1988.
- [18] H. Benisty, J.M. Gérard, R. Houdré, J. Rarity, and C. Weisbuch. *Confined photon systems: fundamental and applications*. Springer-Verlag Berlin, 1999.
- [19] J. S. Blakemore. Semiconducting and other major properties of gallium arsenide. *J. Appl. Phys.*, 53:R123–R181, 1982.
- [20] R. E. Fern and A. Onton. Refractive Index of AlAs. *J. Appl. Phys.*, 42:3499–3500, 1971.
- [21] PR Griffiths. Fourier transform infrared spectrometry. *Science*, 222(4621):297–302, 1983.
- [22] J. M. Gerard, J. B. Genin, J. Lefebvre, J. M. Moison, N. Lebouche, and F. Barthe. Optical investigation of the self-organized growth of InAs/GaAs quantum boxes. *Journal of Crystal Growth*, 150:351–356, May 1995.



## Chapitre 3

# Etude de microcavités à modes de galerie : les microdisques reportés sur saphir et les micropiliers

Nous allons nous intéresser dans ce chapitre au phénomène de modes de galerie (Whispering Gallery Modes, abrégé de temps en temps par WGM). Un mode de galerie est un mode résonnant caractéristique de géométries présentant une symétrie de révolution. Les premiers modes de galerie ont été mis en évidence dans des objets de types sphériques (gouttelettes liquides [1] [2]), microsphères de silice [3]). Pour des questions d'intégration, ce sont plutôt les microdisques qui ont intéressé la communauté des semiconducteurs. Dans le cadre de cette thèse, nous nous sommes penchés sur ce type d'objet dans le but de proposer une alternative à la géométrie habituellement utilisée, à savoir le microdisque sur pied, afin de remédier aux problèmes de limitation de diamètre et d'échauffement durant les expériences d'optiques.

Dans un premier temps, nous présenterons de façon générale les modes de galerie, via un bref rappel historique et quelques bases théoriques nécessaires à la compréhension des résultats expérimentaux de ce chapitre. Nous aborderons alors le travail mené sur un type de microdisque différent des microdisques "classiques" : les microdisques intégrés sur saphir. Ceux-ci devront permettre notamment de repousser les limites des microdisques usuels puisqu'ils sont justement moins sensibles thermiquement, et permettent d'atteindre des diamètres submicroniques. Enfin, nous terminerons par un résultat original : l'existence de modes de galerie au sein de micropiliers à miroirs de Bragg. Ces objets, qui sont d'habitude étudiés pour leurs résonances longitudinales (que nous verrons plus en détail dans le chapitre suivant), peuvent effectivement être également le siège de modes de galerie.

### 3.1 Quelques aspects généraux des modes de galerie

#### 3.1.1 Bref historique sur les modes de galerie

C'est Lord Rayleigh en 1877 qui baptise les résonances acoustiques observées dans le dôme de la cathédrale de St Paul de Londres "Whispering Gallery Modes" (modes de galerie en français), en

référence à la possibilité qu’ont plusieurs personnes présentes en ce lieu de converser à voie basse (to whisper) quel que soit leur éloignement. Dans le domaine optique, c’est au début du 20<sup>ème</sup> siècle qu’on en trouve les premières traces, notamment avec les travaux de Mie (1908) [4], qui s’intéresse à la diffusion de la lumière par une sphère de dimension grande devant la longueur d’onde. Il met en évidence certaines résonances, dites résonances de Mie, qui correspondent au stockage de l’énergie électromagnétique dans la sphère pour certaines longueurs d’onde. Ce phénomène a été interprété ensuite par Rayleigh comme issu d’ondes électromagnétiques se propageant à la périphérie intérieure de la sphère par réflexion totale interne, et revenant en phase avec elles-mêmes après avoir parcouru un tour de sphère [5]. Par analogie avec le domaine acoustique, ces modes résonnants ont également été baptisés “Whispering Gallery Modes” ou modes de galerie.

Dans la communauté des microcavités semiconductrices, ce sont les travaux de McCall et al. [6] dans les années 90 qui lancent l’ère de l’étude des modes de galerie dans les microdisques. En effet, un microdisque confine aussi la lumière par réflexion totale interne dans le plan du disque, alors que dans la dernière direction, il se comporte comme un guide d’onde plan. Ces structures ont été - et sont encore - très étudiées pour la réalisation de lasers [6] [7] [8] [9], ou encore de filtres passifs [10] [11] [12]. De façon plus générale, les microdisques sont un très bon système d’étude d’effets d’électrodynamique quantique en cavité, principalement du fait de la relative simplicité avec laquelle ils peuvent être fabriqués et étudiés.

### 3.1.2 Quelques caractéristiques théoriques des modes de galerie

Dans cette partie nous allons présenter les modes de galerie en nous appuyant sur le modèle simple d’un disque immergé dans l’air. Dans un premier temps, nous verrons qu’il est possible par la résolution des équations de Maxwell de déduire la structure modale que présente un tel objet (position des pics résonnants en énergie). Puis nous nous pencherons plus précisément sur l’évaluation du facteur de qualité et du volume effectif des WGMs.

#### Structure modale d’un microdisque

La figure 3.1 présente la géométrie “classiquement” étudiée du microdisque. Comme on le voit schématisé figure 3.1.b, celle-ci se compose d’une galette semiconductrice d’indice fort de quelques centaines de nanomètres d’épaisseur, reposant sur un pied (d’indice fort également), le tout immergé dans l’air (d’indice faible).

Le pied étant de dimensions réduites par rapport au disque (et en même temps par souci de simplification), le système “modèle” étudié pour comprendre l’origine des modes de galeries sera une galette d’épaisseur  $e$ , d’indice  $n_{sc}$  en suspension dans l’air (cf figure 3.2). L’image simple qu’on peut alors se faire de ces modes est schématisée figure 3.2.b, à savoir une onde électromagnétique guidée se propageant à la périphérie du disque par réflexion totale interne sur ses parois, et revenant en phase quand elle en a parcouru une circonférence. Le bord du disque étant courbe, la réflexion totale interne de l’onde est partiellement frustrée. Un mode de galerie optique présente donc des pertes. Le rayonnement associé est principalement émis au voisinage du plan du microdisque [14] [15] [16].

Pour obtenir une description plus précise de ces modes, il faut s’attaquer à la résolution des

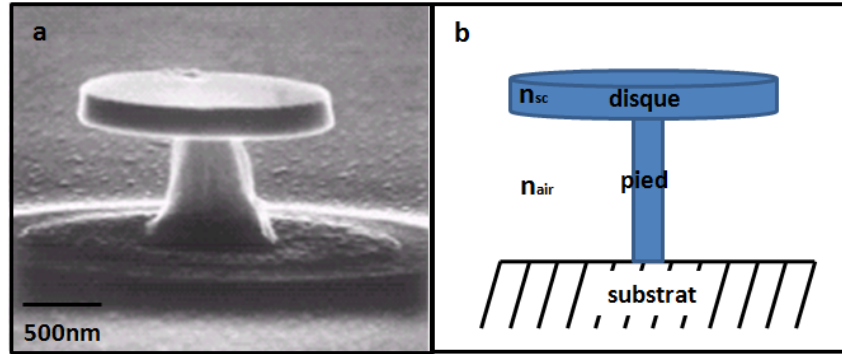


FIG. 3.1 – Géométrie classique (à pied) de microdisque semiconducteur à boîtes quantiques. A gauche (a) une image prise au microscope électronique à balayage ([13]), et à droite (b) la vue schématique correspondante.

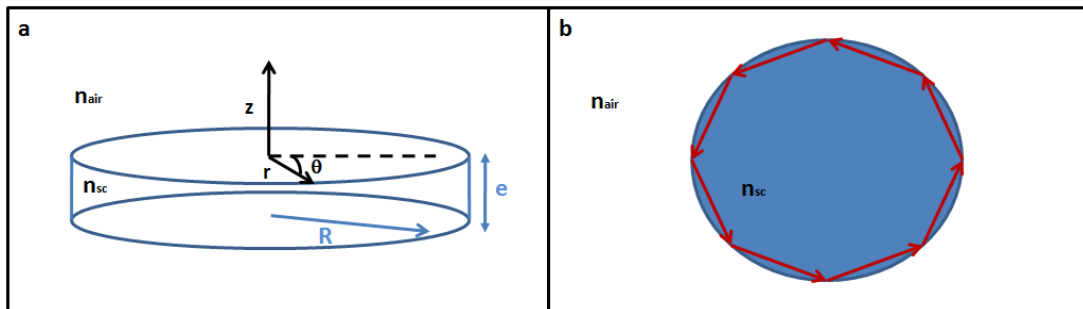


FIG. 3.2 – A gauche (a) : description schématique du modèle utilisé : une galette semiconductrice d'indice  $n_{sc}$  en suspension dans l'air (indice  $n_{air}$ ). A droite (b) : Représentation simple d'un mode de galerie : l'onde électromagnétique est confinée à la périphérie du disque par réflexion totale interne liée à la différence d'indice entre le semiconducteur et l'extérieur.

équations de Maxwell dans ce système. On ne connaît pas à ce jour de solution analytique à ce problème. Pour s'en rapprocher, on peut avoir recours à des méthodes lourdes, telle que la méthode des différences finies dans l'espace temporel (FDTD) [17]. Cependant, par l'utilisation d'approximations simples justifiées a posteriori par le bon accord expérimental auxquelles elles aboutissent, il est possible d'arriver à des résultats quantitativement proches de l'expérience. Celle dont nous nous sommes servis ici est souvent appelée "méthode de l'indice effectif". Voyons sur quels principes elle repose.

En coordonnées cylindriques  $(r, \theta, z)$  (cf figure 3.2) on cherche des solutions monochromatiques pour les champs électriques  $\vec{E}$  et magnétiques  $\vec{H}$  de la forme  $\vec{F}(r, \theta, z, t) = \vec{F}(r, \theta, z)e^{-j\omega t}$ , où  $\vec{F}$  désigne l'un ou l'autre des champs. A partir des équations de Maxwell, on peut montrer  $\vec{F}$  doit vérifier :

$$\left( \nabla^2 - \frac{n^2(\vec{r})}{c^2} \right) \frac{\partial^2 \vec{F}}{\partial t^2} = 0 \quad (3.1)$$

Le développement de cette équation en coordonnées cylindriques nous donne :

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 n^2(\vec{r}) \right) \vec{F}(\vec{r}) = 0 \quad (3.2)$$

L'approximation que nous utilisons ici suppose que la hauteur du disque est petite devant le diamètre, et est de l'ordre de la longueur d'onde dans le matériau. Dans ce cas, le champ est fortement confiné verticalement par la différence d'indice, et l'on peut séparer les composantes du champ suivant  $z$  et dans le plan du disque. La dépendance verticale du champ est alors celle d'un mode guidé dans un guide d'onde plan infini, chaque mode guidé étant caractérisé par son indice effectif  $n_{eff}$ . On classe alors les modes en ondes TE ( $\vec{E}$  est parallèle au plan du disque, et les composantes non nulles du champ sont alors  $\{E_r, E_\theta, H_z\}$ ) et TM ( $\vec{H}$  est alors perpendiculaire au plan du disque, soit  $\{E_z, H_r, H_\theta\}$  non nulles). On peut alors montrer à partir des équations de Maxwell que quelque soit le type de mode (TE ou TM), les composantes dans le plan du disque peuvent s'écrire en fonction de la composante du champ suivant  $z$  ( $H_z$  ou  $E_z$ ). Ainsi, la projection suivant  $z$  de l'équation 3.2 nous suffira à déterminer le profil complet du champ, à une constante de normalisation près. Celle-ci s'écrit :

$$\left( \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 n^2(\vec{r}) \right) F_z = 0 \quad (3.3)$$

avec  $F_z = H_z$  pour une onde TE et  $F_z = E_z$  pour une onde TM. En séparant les variables suivant  $(r, \theta)$  et  $z$  (soit  $F_z = W(r, \theta)Z(z)$ ), et en introduisant l'indice effectif  $n_{eff}$ , on linéarise  $n(\vec{r})$  3.3 en écrivant :

$$\frac{\partial^2 Z}{\partial z^2} + \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 (n^2(z) - n_{eff}^2) Z = 0 \quad (3.4)$$

$$\nabla^2 W(r, \theta) + \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 n_{eff}^2 W(r, \theta) = 0 \quad (3.5)$$

L'équation suivant  $z$  correspond à l'équation du guide plan infini, tandis que l'équation dans le

plan  $(r, \theta)$  n'est autre que l'équation de Helmholtz à deux dimensions, dans un milieu d'indice  $n = n_{eff}$  [18] [19]. Pour obtenir les fréquences  $\omega$  de résonances, on commence donc en pratique par déterminer l'indice effectif du monde guidé à l'aide de l'équation 3.5, puis on réinjecte celui-ci dans l'équation 3.5. Mathématiquement, les solutions de l'équation de Helmholtz à 2D peuvent alors être recherchées sous la forme :  $W(r, \theta) = R(r)e^{im\theta}$ . Dans notre cas,  $m$  est un nombre entier appelé **nombre azimutal** du mode de galerie. En réinjectant ce type de solution dans l'équation 3.5 on obtient finalement l'équation nous donnant  $R(r)$  :

$$\left( \frac{\partial^2 R(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial R(r)}{\partial r} + \left( \left( \frac{\omega}{c} \right)^2 n_{eff}^2 - \frac{m^2}{r^2} \right) \right) R(r) = 0 \quad (3.6)$$

Cette équation ne peut pas être résolue de façon analytique. Pour la résoudre, et trouver ensuite les fréquences de résonances associées, nous suivons l'approche de *Little et. al* [20] qui recherche les solutions sous forme :

$$R(r) = J_m \left( \frac{\omega n_{eff} r}{c} \right) \quad \text{pour } r \leq R \quad (3.7)$$

$$R(r) = J_m \left( \frac{\omega n_{eff} r}{c} \right) \exp \left( -\frac{\omega}{c} \sqrt{n_{eff}^2 - n_{vide}^2} r \right) \quad \text{pour } r \geq R \quad (3.8)$$

C'est la condition de raccordement qui permet de déterminer les fréquences de résonance  $\omega$ . En notant que  $H_z$  et  $E_\theta$  doivent être continues à l'interface pour une onde TE ( $E_z$  dans le cas TM) :

$$n_{eff} \frac{\omega}{c} J_{m+1} \left( R n_{eff} \frac{\omega}{c} \right) = \left( \frac{m}{R} + \frac{n_{sc}^2}{n_{air}^2} \frac{\omega}{c} \sqrt{n_{eff}^2 - n_{vide}^2} \right) J_m \left( R n_{eff} \frac{\omega}{c} \right) \quad (3.9)$$

pour les modes TE, et :

$$n_{eff} \frac{\omega}{c} J_{m+1} \left( R n_{eff} \frac{\omega}{c} \right) = \left( \frac{m}{R} + \frac{\omega}{c} \sqrt{n_{eff}^2 - n_{vide}^2} \right) J_m \left( R n_{eff} \frac{\omega}{c} \right) \quad (3.10)$$

pour les modes TM.

Ces équations transcendantes présentent à  $m$  fixé une infinité de solutions en  $\omega$  que l'on indexe par leur nombre radial  $n$ ,  $n = 1$  correspondant à la solution de fréquence la plus basse. Les solutions globales du problème peuvent donc être indexées selon trois nombres  $(l, m, n)$ , qui correspondent aux solutions transverses, radiales et azimutales du champ dans cette géométrie.

### Facteurs de qualité

Comme pour tout objet résonnant, il est intéressant de caractériser les facteurs de qualité de microdisques. En première approximation, il est possible de décrire celui-ci à partir de trois principaux effets [7]: d'une part, le facteur de qualité dit "intrinsèque", qui traduit le fait que les modes résonnants ont une probabilité non nulle de se coupler au continuum de modes propagatifs à l'extérieur de la structure, par effet tunnel. Dans le cadre du modèle WBK, celui-ci peut être décrit en bonne approximation par [6]:

$$Q_i \approx \frac{e^{2m \left( \operatorname{arctanh} \left( \sqrt{1 - \frac{1}{n_{eff}^2}} \right) \right) - \left( \operatorname{arctanh} \left( \sqrt{1 - \frac{1}{n_{eff}^2}} \right) \right)}}{7} \quad (3.11)$$

où  $m$  est l'ordre azimutal du mode. La valeur du facteur de qualité intrinsèque est donc exponentiellement liée à l'ordre azimutal du mode étudié. La figure 3.3 donne à titre d'exemple les valeurs estimées de  $Q_i$  pour les modes résonnants de microdisques d'indices effectifs autour de 3,3, pour le mode d'indice azimutal le plus proche de 1,3eV.

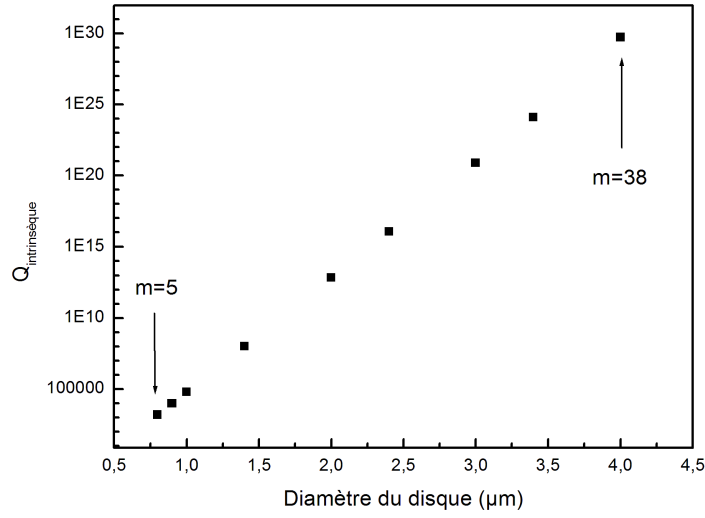


FIG. 3.3 – Facteur de qualité intrinsèque évalué par la relation 3.11, pour des piliers de diamètres variant de 0,8μm à 4μm, et d'indice effectif 3.3. Les indices azimutaux retenus correspondent aux indices des modes les plus proches de (1.3eV), énergie centrale de la distribution de boîtes InAs utilisées comme émetteur pour les microcavités étudiées dans cette thèse. Les indices azimutaux extrêmes sont donnés à titre indicatif.

Comme on le constate, les valeurs obtenues pour des disques de diamètre voisins de 2μm se situent aux alentours de 10<sup>12</sup>. On attend donc très peu de pertes par rayonnement dans ces gammes de dimensions, et on est très loin des valeurs maximales obtenues pour des microdisques à boîtes quantiques à l'état de l'art (quelques 10<sup>4</sup>). Ce mécanisme n'est donc pas suffisant pour expliquer les valeurs obtenues expérimentalement. En pratique, les pertes optiques des microdisques sont dominées par l'un des deux effets suivants : l'absorption induite par le milieu actif - dans le cas où le microdisque contient par exemple un puits quantique ou des boîtes quantiques - ou la diffusion par les imperfections structurales du microdisque, telles que la rugosité des flancs définis par gravure. Dans un régime de faibles pertes, celles-ci s'ajoutent. on peut alors écrire [7]:

$$Q^{-1} = Q_i^{-1} + Q_{abs}^{-1} + Q_{diff}^{-1} \quad (3.12)$$

où  $Q_i^{-1}$  correspond aux pertes intrinsèques,  $Q_{abs}^{-1}$  aux pertes par absorption et  $Q_{diff}^{-1}$  aux pertes par imperfections de gravure.

Expérimentalement, on peut s'affranchir de  $Q_a^{-1}$  en augmentant la puissance de pompe des microdisques de façon à atteindre le blanchiment de l'absorption des boîtes, ce qui permet d'une part de déduire le facteur de qualité de la cavité "vide" [7]:

$$Q_{vide}^{-1} = Q_i^{-1} + Q_{diff}^{-1} \quad (3.13)$$

et d'autre part de remonter à une valeur de l'absorption  $\alpha$  de l'émetteur à la longueur d'onde considérée grâce à la relation:

$$Q_{abs} = \frac{2\pi n_{eff}}{\lambda \alpha} \quad (3.14)$$

Le facteur de diffusion, quant à lui, est beaucoup plus difficile à estimer. C'est pourtant l'effet dominant dans nos structures. Plusieurs équipes se sont intéressées à la question, et ont montré par exemple qu'un crantage pouvait soit améliorer soit dégrader le facteur de qualité selon sa forme, ses dimensions, sa localisation, et le mode considéré [21] [22].

### 3.2 Microdisques collés

Les microdisques "à pied", dans leur géométrie traditionnelle (figure 3.1) ont montré des limitations qui nous ont poussé à chercher d'autres types de géométries à modes de galerie. Ces limitations sont principalement de deux natures : d'une part, d'un point de vue dispositif intégré, il est plus difficile d'envisager certaines applications à cause du pied. C'est le cas par exemple du pompage électrique pour les microlasers à WGM's. Historiquement, *Fujita et. al.* sont les premiers à proposer un tel dispositif [23]. Les images de la figure 3.4 sont un exemple de sa difficulté de réalisation (tiré d'un article de *Zhang et. al.* [24] [25], qui nécessite l'utilisation de doubles microdisques contactés électriquement par des pointes métalliques. Un autre bon exemple est le couplage de modes de galerie de ce type de disque à des guides d'onde d'entrée et de sortie, de façon à tirer profit des résonances. La plupart du temps, ceci est réalisé en approchant le guide "à la main" [26], ce qui paraît difficile à réaliser sur des milliers de dispositifs.

Outre ces aspects composants, et d'un point de vue plus expérimental, le pied de ces microdisques est également source d'échauffement s'il est trop petit (ce qui est un frein en ce qui concerne toutes les études menées en puissance, comme l'étude de l'effet laser par exemple), source de fuite de photons s'il est trop grand (étant en général constitué d'un matériau d'indice très proche du disque lui-même), et rend difficile l'obtention de disques de diamètres inférieurs à  $2\mu m$ . Sur la question de l'échauffement, S.M.K. Thiyagarajan et. al [27] ont montré que ces microdisques à pied subissent un échauffement de  $65^\circ C$  par rapport à la température ambiante, dans les conditions typiques de fonctionnement d'un microlaser. Ils proposent également de réduire de façon importante la température effective du disque en passant d'un microdisque à pied à un microdisque directement collé sur un substrat bon conducteur de chaleur, tel que le saphir (cf figure 3.5).

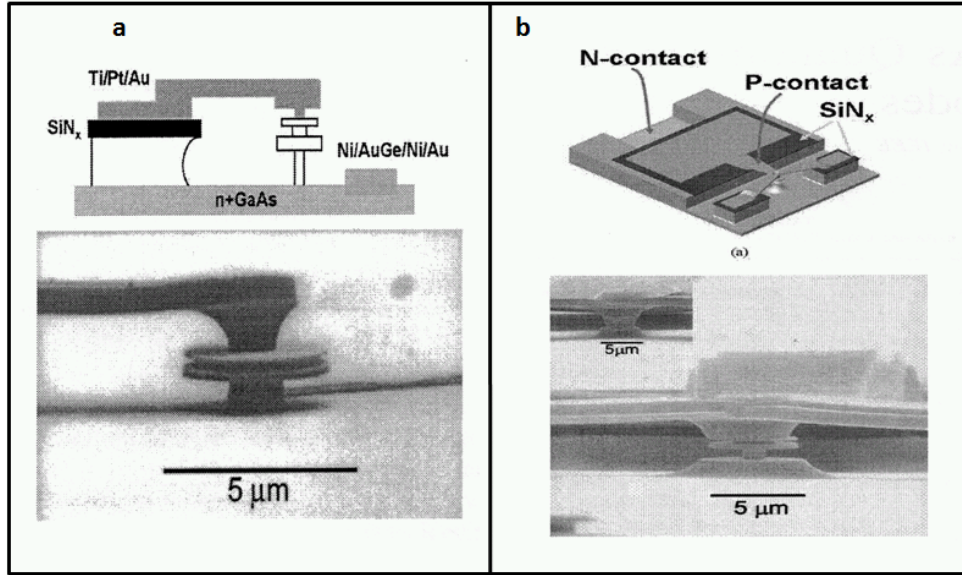


FIG. 3.4 – Exemple de propositions d'injection électrique pour un microdisque à modes de galerie. Tiré de [24] (encart a) et [25] (encart b).

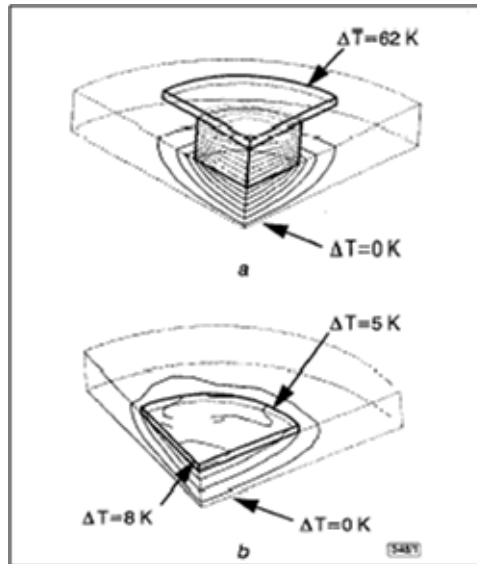


FIG. 3.5 – Comparaison de l'échauffement pour un microdisque à pied et sans pied. Avec le pied, le microdisque s'échauffe de 62K tandis qu'à même un substrat de saphir, l'échauffement n'est plus que de quelques degrés. Tiré de [27]



C'est cette voie que nous avons choisi de suivre. Celle-ci permettrait à la fois d'améliorer les propriétés d'échauffement, de descendre en taille, mais aussi de proposer des dispositifs plus facilement concevables et intégrables à grande échelle. Pour ne pas dégrader les propriétés de confinement optique des disques, il a fallu choisir pour substrat un matériau de bas indice optique, bon conducteur thermique de préférence, et facilement utilisable du point de vue technologique. Comme l'épitaxie directe d'une couche de GaAs à boîtes quantiques InAs n'est pas possible sur un tel matériau, nous avons dû développer au cours de cette thèse une méthode de report de couches épitaxiées sur un substrat présentant les bonnes caractéristiques. C'est le saphir qui a été retenu. En collaboration avec l'équipe de L. Di Cioccio (Léti/LTFC-Laboratoire de Transfert de Films et Circuits) nous avons mis au point une technique de fabrication de microdisques intégrés sur saphir. Notons qu'une stratégie voisine a été proposée récemment par *Peter et. al.* avec des microdisques de très bons facteurs de qualité sur pied d'AlOx [28]. Nous discuterons des différences entre nos structures et celles-ci plus loin dans ce manuscrit.

L'organisation de cette partie est la suivante : Nous décrirons d'abord la mise au point de la fabrication de ce nouveau type de microdisques intégrés sur saphir. Nous montrerons dans un deuxième temps qu'il est possible grâce à cette méthode de descendre à des diamètres de disques submicroniques, ce qui permettrait en particulier d'étudier les propriétés optiques de ces structures dans la limite des petits diamètres. Enfin, nous discuterons la problématique de l'échauffement plus en détail, pour montrer que le comportement de ces disques en puissance est sensiblement différent de ce qui est couramment observé dans le cas de microdisques à pied.

### 3.2.1 Mise au point d'une méthode de fabrication des échantillons

#### Description de la plaque épitaxiale initiale

Pour fabriquer nos microdisques, nous avons disposé au début de cette thèse d'une cavité de GaAs à trois plans de boîtes quantiques InAs (cf figure 3.6) obtenue par épitaxie par jets moléculaires (échantillon 73274, croissance A. Lemaître, LPN). D'autres échantillons ont par la suite été épitaxiés par nos soins dans notre laboratoire.

La cavité, d'une épaisseur totale d'environ 240nm, contient trois plans de boîtes quantiques d'InAs, qui serviront dans nos études d'émetteurs large-bande, permettant de sonder les propriétés de la cavité [29]. Elle comporte également deux couches de  $Al_{20\%}Ga_{80\%}As$  servant de couches de confinement de porteurs, de façon à accroître l'efficacité du pompage des boîtes. La couche intermédiaire d' $Al_{80\%}Ga_{20\%}As$ , qui sert traditionnellement à fabriquer le pied du microdisque [30], sera ici utilisée comme couche sacrificielle pour les étapes de fabrication suivantes.

La figure 3.7 donne un aperçu de l'émission de notre échantillon avant fabrication des disques. Ce spectre a été obtenu en macrophotoluminescence, à une température de 4K. On distingue sur cette figure les distributions légèrement décalées des trois plans de boîtes (QD pour Quantum Dots sur la figure), ainsi que les différentes couches de mouillage des boîtes (indexées WL pour Wetting Layer), et l'émission du GaAs.

C'est à partir de cet échantillon que nous avons travaillé à la définition d'un procédé permettant le report de la cavité (les 240 nm de la figure 3.6) sur un nouveau substrat de saphir.

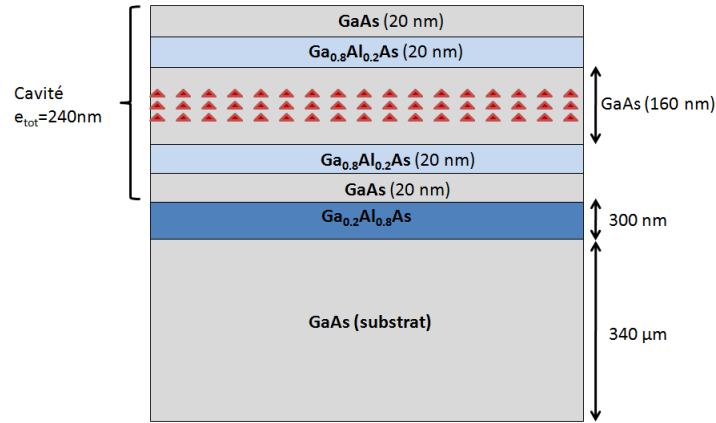


FIG. 3.6 – Structure de l'échantillon 73274. La cavité, d'une épaisseur de 240nm au total, comporte en son centre trois plans de boîtes quantiques InAs auto-organisées, les plans étant espacés entre eux de 20nm.

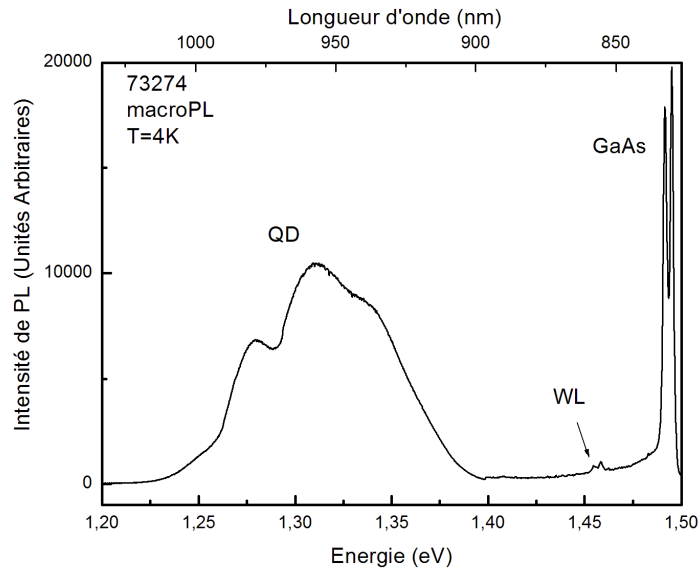


FIG. 3.7 – Spectre de macrophotoluminescence à 4K obtenu sur l'échantillon 73274. On observe l'émission des boîtes (QD), de la couche de mouillage des boîtes (WL) et du GaAs. L'excitation se fait dans les barrières de GaAs (633nm)

### Mise au point du report des couches épitaxiales

Le principe général du report de couches est schématisé figure 3.8. Il s'agit de transférer les couches initialement épitaxiées sur un substrat de GaAs à un substrat de saphir de substitution.

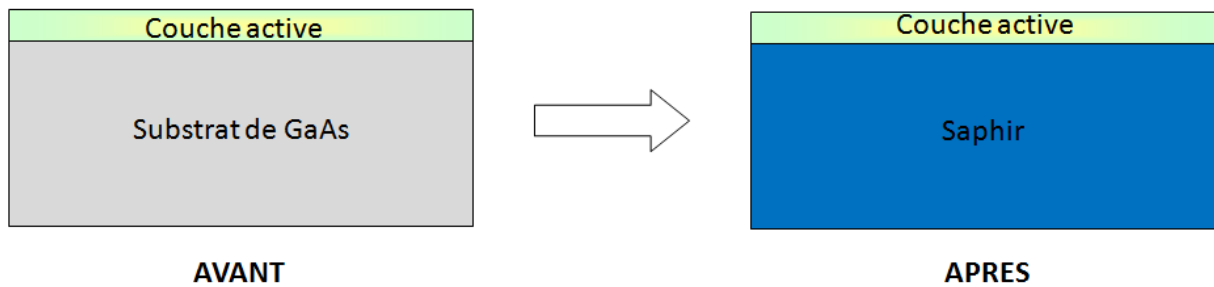


FIG. 3.8 – Principe général du report de substrat décrit dans cette partie : il s'agit de transférer les couches épitaxiées sur GaAs sur du saphir.

Le procédé que nous avons mis au point comporte trois temps (figure 3.9) :

- le collage de l'échantillon d'origine, face épitaxiée, sur le substrat de saphir de substitution. Cette étape a été réalisée grâce à la collaboration avec le Laboratoire de Transfert de Films et Circuits (LTFC) du Léli (équipe de L. Di Cioccio, collages réalisés par L. Sanchez et M. Miguette)
- une étape d'abrasion mécanique permettant le retrait de la plus grande partie du substrat de GaAs d'origine.
- une étape chimique de finalisation du retrait de GaAs et la suppression de la couche sacrificielle d' $Al_{0,8}Ga_{0,2}As$ .

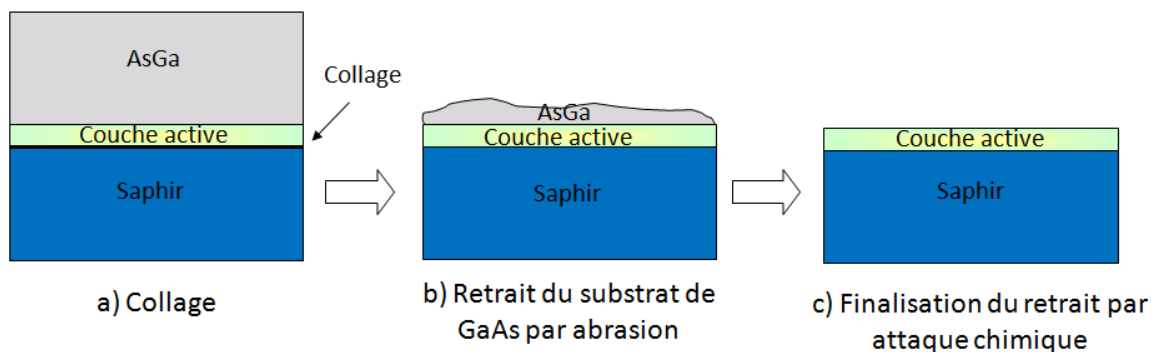


FIG. 3.9 – Les différentes étapes du report de couches épitaxiales sur saphir.

La première étape, c'est à dire le collage, est très importante, puisqu'elle doit être robuste vis à vis de toutes les étapes qui vont suivre. Elle doit répondre entre autres aux critères suivants :

- Contraintes physiques : le collage doit assurer un bon contact thermique entre le saphir et les différentes couches principalement constituées de GaAs.
- Contraintes mécaniques : le collage doit résister aux contraintes mécaniques imposées lors des différentes étapes qui vont suivre (notamment l'amincissement par abrasion, qui servira à retirer le substrat d'origine).
- Contraintes chimiques : résistance aux traitements chimiques permettant la fabrication des disques (à base de différents acides).
- Contraintes de taille : les échantillons se présentent sous forme de vignettes de 5mm par 5mm. Les équipements prévus pour le collage doivent permettre les manipulations à ces dimensions réduites (les équipements à l'heure actuelle étant souvent prévus pour le collage de plaques entières).

Après établissement de ce cahier des charges, trois types de collages ont été proposés par le LTFC :

- Le collage via SOG (Spin On Glass). Le SOG est un dérivé de silice, couramment utilisé dans le domaine optoélectronique pour la planarisation de surfaces. Ce type de collage est intéressant car il permet une bonne évacuation thermique et est facile à mettre en place (fonctionne avec quasiment tous les matériaux). Via ce procédé, on obtient une couche intermédiaire de SOG d'une épaisseur approximative d' $1\mu m$  entre les couches collées.
- Le collage via  $Si_3N_4$  qui permet d'avoir de très bons résultats en terme d'énergie de collage, mais est très difficile à mettre en place sur des vignettes 5mm\*5mm, les équipements étant prévus pour de grosses plaques. Il nécessite donc plus d'investissement en terme de temps de développement.
- Le collage moléculaire direct, idéal du point de vue des propriétés physiques et thermiques puisqu'il ne met en jeu aucun matériau étranger : il est assuré par l'obtention d'un oxyde mixte issus des oxydes natifs des deux surfaces mises en regard. Cependant, c'est un collage qui dépend très fortement de la nature des matériaux utilisés, et notamment de leur rugosité (plus les plaques sont rugueuses ou présentent des défauts, et moins le collage a de chances de fonctionner)

Après définition des différents types de collages employables par le LTFC, une première campagne de collage a été effectuée, entre du GaAs pur et du saphir. Ces échantillons ont été testés du point de vue de l'amincissement mécanique et des traitements chimiques utilisés pendant la suite du procédé de fabrication. Aucun problème particulier n'a été détecté pour le SOG ou pour le collage direct. En ce qui concerne le  $Si_3N_4$ , plus contraignant à mettre en place, les quelques tentatives difficiles de collage entre des plaques entières de 2' nous ont poussés à nous concentrer sur les deux autres procédés en priorité.

Les deux types de collages ont donc été effectués sur l'échantillon de départ. Les étapes de retrait mécanique et chimique mis au point pour la suite du procédé sont identiques dans les deux cas. L'abrasion mécanique est réalisée à l'aide d'un polissage mécanique par disques abrasifs à base de carbure de silicium (SiC) de granulométries différentes. Les types de disques utilisés, les

granulométries correspondantes et les temps typiques d'abrasion sont résumés dans le tableau 3.1. A la fin de ce procédé, la couche restante de GaAs a une épaisseur d'environ  $40\mu m$ .

Référence disque	P800	P1200	P2400
Granulométrie moyenne	$22\mu m$	$15\mu m$	$10\mu m$
temps moyens d'abrasion	2'30''	1'30''	5'

TAB. 3.1 – *Caractéristiques des étapes de retrait par abrasion du substrat de GaAs initial.*

L'étape chimique de fin de retrait est basée sur l'utilisation d'un couple de solutions permettant l'attaque préférentielle du substrat (GaAs) par rapport à la couche d'arrêt ( $Al_{0,8}Ga_{0,2}As$ ), et inversement. L'attaque sélective chimique du GaAs par rapport à la couche sacrificielle d' $Al_{0,8}Ga_{0,2}As$  est effectuée à l'aide d'une solution à base d'acide succinique (sélectivité 1000:1, [31]). Ce retrait, relativement long (entre 4 et 8 heures) est suivi du retrait de la couche d'arrêt (ou couche sacrificielle) d' $Al_{0,8}Ga_{0,2}As$ , effectué à l'acide fluorhydrique (concentration: environ 10%, sélectivité 1:1000 entre  $Al_{0,8}Ga_{0,2}As$  et GaAs [32]). Ces paramètres sont récapitulés dans le tableau 3.2.

Matériau attaqué/ Couche d'arrêt	GaAs/ $Al_{0,8}Ga_{0,2}As$	$Al_{0,8}Ga_{0,2}As$ /GaAs
Solutions chimiques	acide succinique+ $H_2O_2$ + $NH_3$	HF (10%)
Températures	$T_{amb}$	$T_{amb}$
Temps typiques de retrait	4/8 heures	20s

TAB. 3.2 – *Caractéristiques des étapes de retraits chimiques utilisées.*

Cette méthode mène à l'obtention du report exact des couches épitaxiées. Nous verrons dans le paragraphe suivant que ceci permet entre autres de s'affranchir de l'étape d'attaque chimique servant à fabriquer le pied du disque. Ce point n'est pas anodin, puisqu'il a par exemple été montré pour des échantillons de type II-VI que la mauvaise maîtrise de cette étape rendait très difficile l'obtention de microdisques de bons facteurs de qualité [33]. C'est une technique qui a également été utilisée avec profit pour la fabrication de micropiliers II-VI à miroirs d'oxyde [34] [35].

### Fabrication des microdisques

Pour la fabrication des microdisques à partir des couches reportées, nous nous sommes inspirés de la technique utilisée pour les microdisques à pied [30]. Celle-ci comporte normalement quatre temps, que nous avons pu réduire à trois grâce à la suppression du pied (figure 3.10).

On commence par définir un masque métallique en titane (épaisseur: 50nm) par lithographie électronique, dépôt métallique et lift-off. Pour les échantillons dont il est question ici, la lithographie a été réalisée au LPN par P. Senellart. Une fois le masque métallique obtenu, il est transféré par attaque chimique aux couches épitaxiées, grâce à une solution à base d'acide bromhydrique et d'eau oxygénée. C'est une étape délicate, la solution chimique utilisée ayant une réactivité très

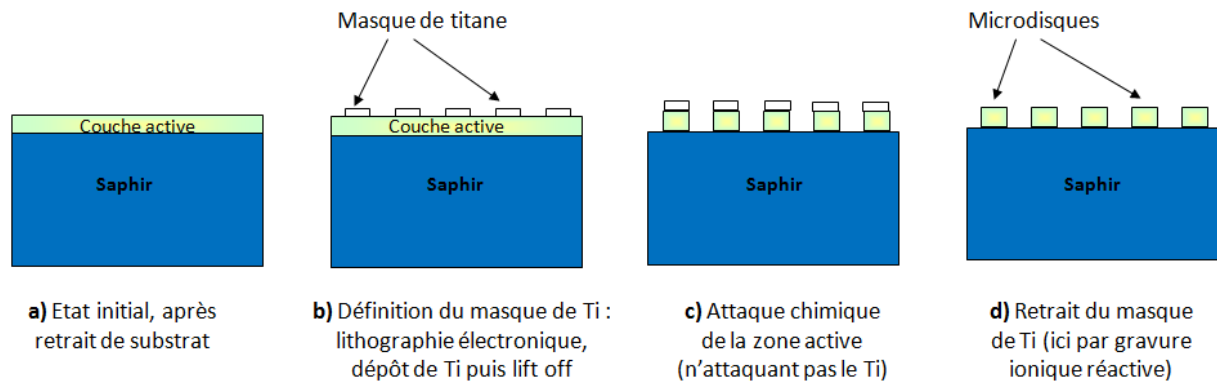


FIG. 3.10 – *Procédé de fabrication de disques reportés sur saphir.*

variable dans le temps, et la vitesse de gravure étant très dépendante de l'opérateur. Enfin, le masque métallique est retiré par une étape de Gravure Ionique Réactive (RIE Fluorée - J.Bablet Liten/Laboratoire des Composants Hybrides).

Les images prises au microscope électronique à balayage (figure 3.11) sur les microdisques collés via Spin On Glass montrent des disques à l'aspect de "champignons de Paris" retournés. La "corolle" présente autour du disque est due à l'attaque du Spin On Glass lors de l'étape de retrait du masque de Titane par gravure ionique réactive (figure 3.10). Pour ne pas dégrader le GaAs, cette étape est arrêtée dès lors que le titane est complètement retiré. L'épaisseur de la couche de SOG étant de l'ordre du micron, le disque est ici supporté par un cylindre de SOG (hauteur proche du micron) qui semble venir "lécher" les flancs du disque, de façon très inégale, et ceci pour la plupart des diamètres observés. Il faudra donc vérifier qu'il ne dégrade pas les propriétés optiques de ces disques.

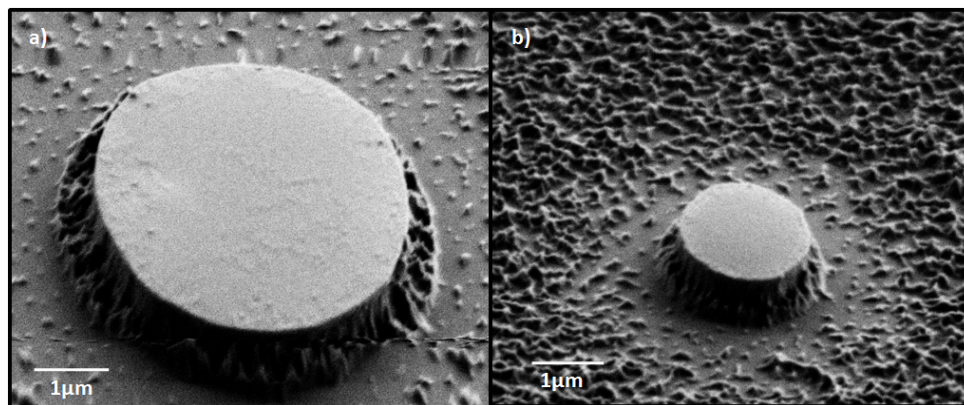


FIG. 3.11 – *Images MEB de deux microdisques SOG de  $4\mu\text{m}$  et  $1,5\mu\text{m}$ . Images M. Terrier, NPSC.*

En ce qui concerne les microdisques collés directement, nous n'avons pas à l'heure actuelle

d'images en microscopie à balayage permettant caractériser leur qualité structurale. En effet, le saphir étant un très bon isolant, des effets de charges apparaissent très rapidement, ce qui empêche une prise d'image correcte. Une solution envisageable consisterait à sacrifier l'échantillon en déposant une fine couche métallique sur toute sa surface, rendant impossible son étude optique, ce qui va à l'encontre de notre but. Cependant, on peut noter que les photos obtenues au microscope optique pour les deux types de disques ne montrent pas de gros défauts (cf figure 3.12). Dans les deux cas, c'est la caractérisation par photoluminescence qui nous renseignera directement sur la qualité de notre technologie.

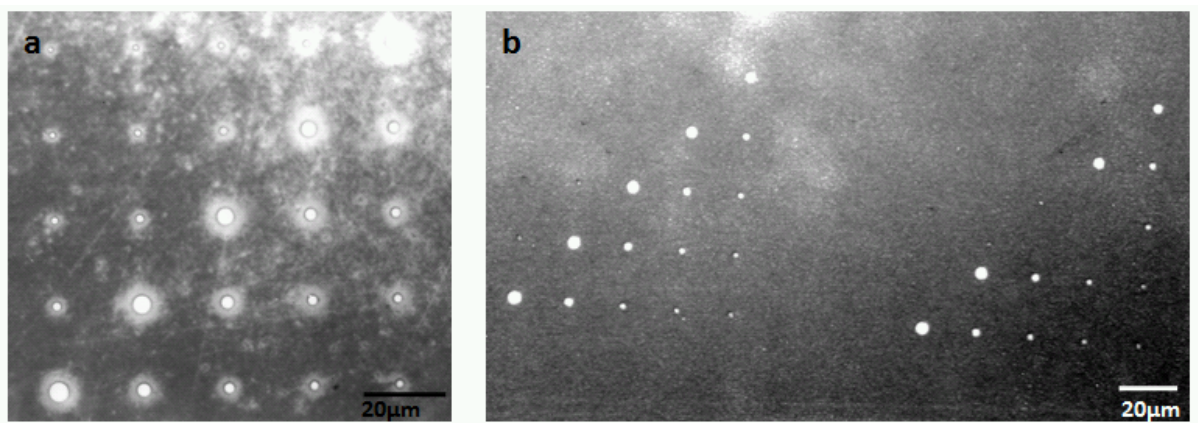


FIG. 3.12 – Images prises au microscope optique de motifs de microdisques collés via SOG (encart a) ou collage direct (encart b).

### 3.2.2 Caractérisations optiques : structure modale, facteurs de qualités et discussion sur l'échauffement

Nous allons présenter ici les différents résultats optiques obtenus sur les deux types d'échantillons décrits précédemment : SOG et Collage Direct. Dans un cas comme dans l'autre, ce sont les résultats optiques qui vont permettre de définir si ces collages sont adaptés aux études que nous souhaitons conduire. Nous nous sommes penchés plus particulièrement sur deux critères : le premier concerne les facteurs de qualités obtenus, qui permettent de mesurer la qualité des résonateurs étudiés. Nous voulons savoir d'une part où se situent nos disques par rapport à l'état de l'art pour les gros diamètres, et ensuite voir si effectivement ces types de collage permettent d'atteindre des tailles submicroniques, et quelles sont les caractéristiques de ces résonateurs aux petits diamètres. Le deuxième critère concerne les effets d'échauffement. Sont-ils effectivement moins important avec cette géométrie plutôt qu'avec une géométrie de type microdisque à pied ? C'est à ces deux questions que nous allons essayer de répondre dans les paragraphes qui suivent. Dans un premier temps, nous discuterons des principales caractéristiques attendues de ces microdisques : doit-on attendre un effet important du substrat de saphir sur leur structure modale ? Dans un deuxième temps, nous nous intéresserons aux caractéristiques spectrales de ces deux types d'objets, et évaluerons leur qualité. Enfin, nous aborderons la problématique de l'échauffement dans ces structures.

### Différences entre un microdisque suspendu et un microdisque collé

La différence majeure entre un microdisque “à pied” et un microdisque collé sur saphir réside dans la présence du substrat de saphir sous le disque. Nous pouvons donc nous demander dans quelle mesure cet élément va influencer la structure modale de ces disques. Le modèle “semi-analytique”, présenté au début de ce chapitre, sépare ce problème en une configuration de guide planaire selon  $z$ , à laquelle on impose ensuite un confinement latéral dans le plan du disque. En suivant cette approche, la différence entre un microdisque à pied et un microdisque sur saphir se situe dans la configuration de guide planaire, celui-ci étant symétrique dans le premier cas, et dissymétrique dans le deuxième (cf figure 3.13).

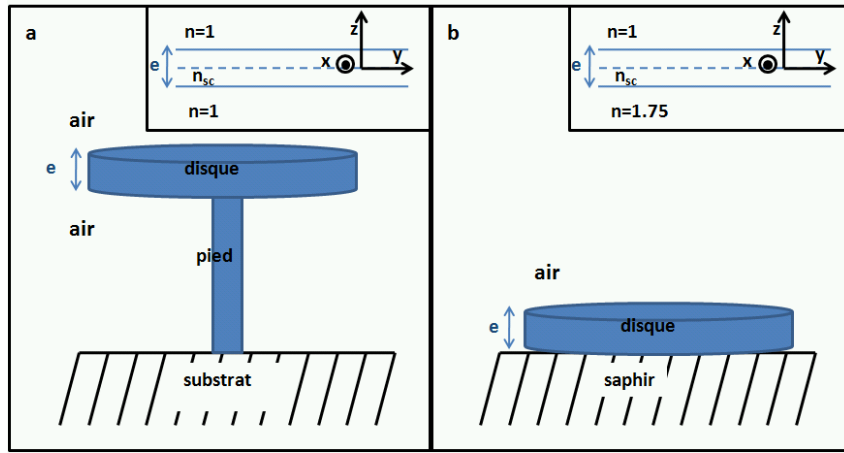


FIG. 3.13 – Géométrie de microdisque “à pied” et géométrie de microdisque reporté directement sur saphir. La différence entre ces deux géométries réside dans le confinement selon  $z$ . Dans un cas, le guide est symétriquement entouré d’air, tandis que dans l’autre, le problème est équivalent à celui d’un guide d’onde asymétrique (cf encarts).

Nous avons donc modélisé ce phénomène en modifiant le profil en  $z$  du champ, de façon à tenir compte de cette asymétrie. D’après les caractéristiques planaires de l’échantillon, quatre modes sont susceptibles d’être guidés : les modes transverses électriques  $TE_1$  et  $TE_2$ , ainsi que leurs homologues transverses magnétiques  $TM_1$  et  $TM_2$ .

La figure 3.14 compare les profils obtenus dans le cas d’un guide entouré d’air et d’un guide asymétrique air/saphir pour les modes Transverses Electriques. Plusieurs éléments peuvent être remarqués :

- Les différences entre les cas symétriques et dissymétriques affectent peu les modes fondamentaux. Dans le cas symétrique, 5% de l’intensité totale du champ se situe à l’extérieur du guide, tandis que dans le cas asymétrique, on avoisine les 6%. Le mode  $TE_2$ , quant à lui, passe de 26% dans le cas symétrique à 31% dans le cas dissymétrique.
- De ce fait, l’indice effectif des modes fondamentaux est relativement peu changé (cf tableau 3.3.)



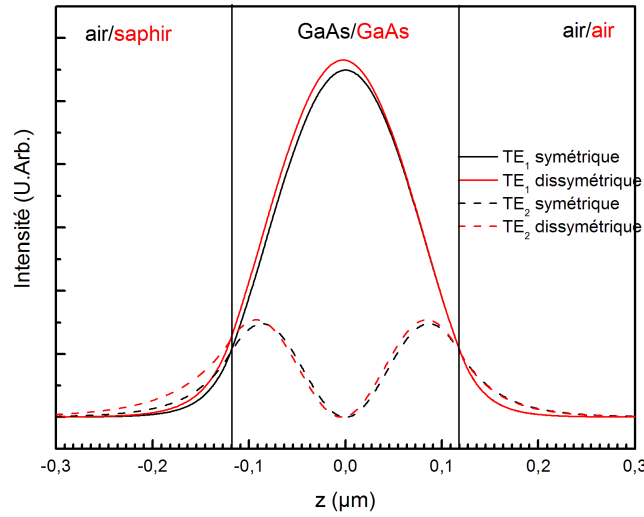


FIG. 3.14 – Comparaison entre les intensités des modes  $TE_1$  (lignes pleines) et  $TE_2$  (lignes pointillées) des structures planaires symétriques (guide entouré d'air, en noir) et asymétrique (air/saphir, en rouge). Les droites pleines noires représentent la couche de GaAs. Comme on le constate, le mode  $TE_1$  est relativement peu affecté.

type de mode	$TE_1$	$TM_1$	$TE_2$	$TM_2$
$n_{eff}$ symétrique	3,17109	2,90336	2,13185	1,10114
$n_{eff}$ dissymétrique	3,18122	2,94984	2,21164	1,56524

TAB. 3.3 – Indices effectifs comparés pour les cas de guide d'onde symétrique et dissymétrique. Les indices ont été calculés pour une énergie de 1.3eV, l'indice de la couche guidante étant pris à 3,47738 à basse température, et tient compte des couches d'AlGaAs de la structure. L'épaisseur du guide est de 240nm. Dans le cas dissymétrique,  $n_{saphir} = 1.75$

L'effet du saphir sur les modes résonnants des microdisques devrait donc être peu marqué sur les modes fondamentaux, et se faire plus fort sur les modes de type  $TE_2$  ou  $TM_2$ . Pour donner un ordre d'idée de l'aspect de ces modes de galerie au lecteur, les figures suivantes présentent pour nos disques sur saphir les vues en coupe du champ électromagnétique de différents types de modes TE. Ceux-ci correspondent à chaque fois au mode le plus proche de  $1.35\text{eV}$ , soit des résonances que nous sommes susceptibles d'observer d'après la largeur spectrale de notre ensemble de boîtes (cf figure refmacroPL73274). La figure 3.15 compare une coupe selon l'axe  $z$  du disque pour l'intensité d'un mode de type  $TE_{1,1,n}$  et un mode  $TE_{2,1,n'}$ , tandis que la figure 3.16 présente les cartographies du champ selon une coupe en  $z = 0$  dans le plan du disque, pour deux modes  $TE_{1,1,m}$  et  $TE_{1,2,m'}$ . De façon schématique, on pourra noter qu'un mode indexé  $TE_{l,m,n}$  présente  $l$  extrema dans la direction  $z$ ,  $m$  dans direction radiale et  $n$  selon la direction azimutale.



FIG. 3.15 – Profil de l'intensité du champ en coupe selon l'axe  $z$  pour deux modes  $TE_{1,1,m}$  et  $TE_{2,1,m'}$  d'un microdisque de  $2\mu\text{m}$  de diamètre reporté sur saphir. La position des plans de boîtes quantiques est indiquée par la ligne blanche pointillée. On voit ici que celle-ci correspond à un maximum du champ pour  $TE_1$ , tandis que c'est un minimum pour  $TE_2$ . La légère dissymétrie dans la structure du champ en  $z$  est plus visible pour le mode  $TE_{2,1,m}$ .

La modification de l'indice effectif liée à la différence de confinement planaire entre une couche symétriquement entourée d'air et la même couche reportée sur saphir induira donc lors du passage au confinement 3D un glissement en énergie des familles de modes. Ce glissement est quantifié sur la figure 3.17, pour les modes  $TE_{1,1,m}$  de même ordre azimutal, et les plus proches de  $1.35\text{eV}$  dans les cas symétriques et asymétriques.

Cette différence, de quelques meV à chaque fois, est a priori mesurable. Il faut cependant noter qu'expérimentalement, le diamètre des disques est connu au mieux à  $50\text{nm}$  près (par exemple par microscopie électronique à balayage). Or une incertitude de  $\pm 25\text{nm}$  sur le diamètre induit une incertitude sur la position de l'énergie du mode résonnant très dépendante de la taille du disque et bien supérieure en amplitude à la différence de structure planaire, comme on le constatera sur la figure 3.18. L'effet du saphir sur la position des modes résonnants sera très probablement

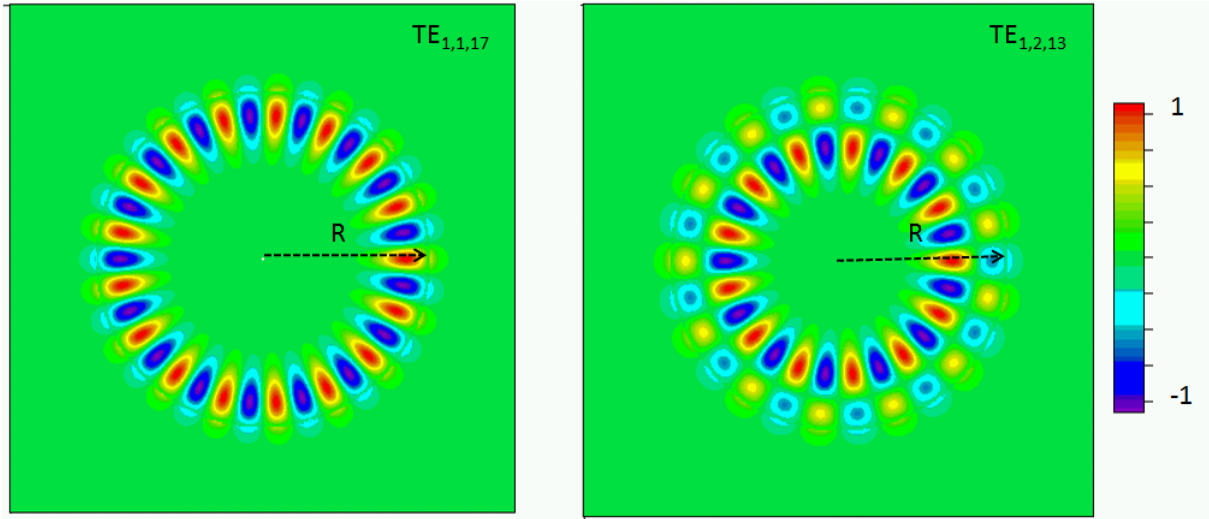


FIG. 3.16 – Coupe en  $z=0$  de deux modes  $TE_1$ , pour un disque de  $2\mu\text{m}$  de diamètre reporté sur saphir. Le nombre d'extrema selon le périmètre du disque correspond au nombre azimutal, tandis que selon la direction radiale il correspond au nombre radial.

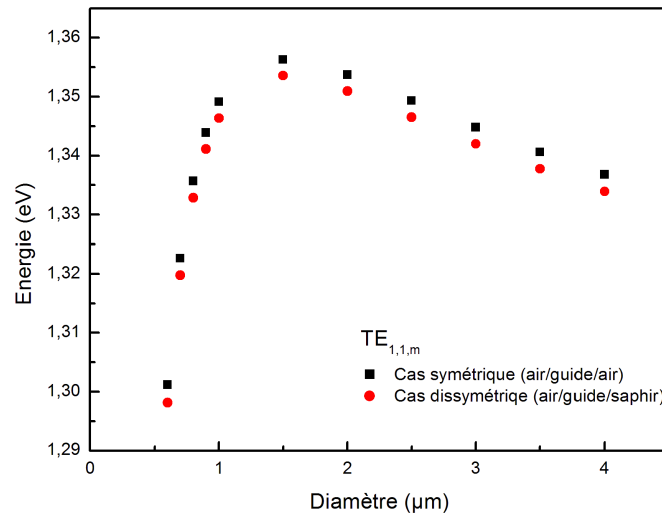


FIG. 3.17 – Comparaison de la position des modes  $TE_{1,1,m}$  à différents diamètres pour le mode le plus proche de  $1.35\text{eV}$ . La différence est de l'ordre de quelques  $\text{meV}$ .

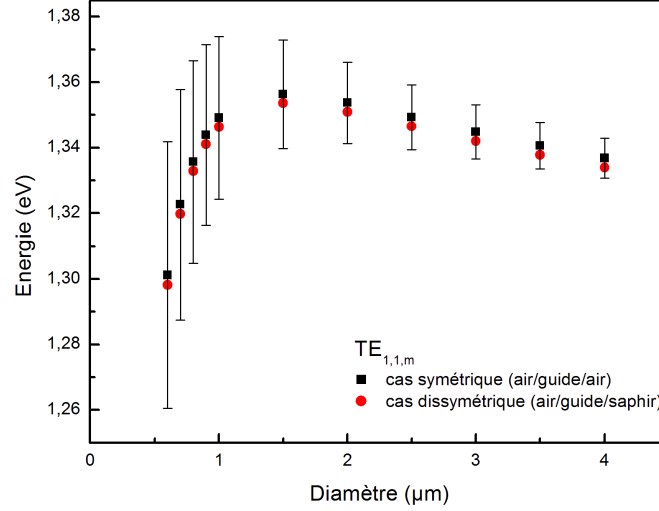


FIG. 3.18 – Comparaison de la position des modes pour des disques de différents diamètres dans le cas d’une structure symétrique et dissymétrique, par rapport à l’incertitude moyenne de la position en énergie du mode résonnant liée à une incertitude de diamètre de  $\pm 25\text{nm}$

peu détectable.

Ceci nous renseigne également sur la difficulté d’indexer les modes de galerie à partir de leur énergie de résonance. Un indicateur plus “fiable” et moins sensible au rayon est sans doute l’Intervalle Spectral Libre, qui correspond à la différence d’énergie entre deux modes azimuthaux de la même “famille” de modes (par exemple l’écart en énergie entre  $TE_{1,1,m}$  et  $TE_{1,1,m+1}$ ). Dans ce cas, il est encore une fois difficile de détecter de façon précise une différence due au substrat (saphir ou air, cf figure 3.19). Cependant, si on s’intéresse à l’incertitude engendrée par une  $\pm 50\text{nm}$  sur le diamètre, on constatera sur la figure 3.19 qu’elle est en proportion bien moins importante que dans le cas de l’incertitude liée à l’énergie (figure 3.18).

En somme, l’indexation des modes n’est rendue possible qu’à l’aide de l’utilisation conjointe de la position absolue en énergie des modes électromagnétiques résonnants et de l’intervalle spectral libre. Il faut remarquer de plus qu’une indexation complète est rarement possible, ce qui nous amène à sélectionner les modes susceptibles de “dominer” le spectre lors de nos expériences d’optique, afin d’éviter de longs calculs de positions de modes inutiles. Par exemple, il est peu probable que nous puissions voir les modes  $TE_2$ , d’après la position des boîtes quantiques qui sont situées au voisinage un noeud du champ, et qui y sont donc mal couplées. D’autre part, les modes de plus bas indice radial présentent en général un meilleur facteur de qualité, ce qui nous amène à privilégier les modes de types  $1,n,m$  avec  $n$  le plus faible possible. Pour notre part, nous nous sommes limités à  $n = 1$  et  $n = 2$ . En résumé, en ce qui concerne nos microdisques, nous nous sommes intéressés plus spécifiquement à quatre familles de modes :  $TE_{1,1,m}$ ,  $TE_{1,2,m}$ ,  $TM_{1,1,m}$  et  $TM_{1,2,m}$ . Ces quatre familles nous donnent déjà beaucoup de raies de résonance

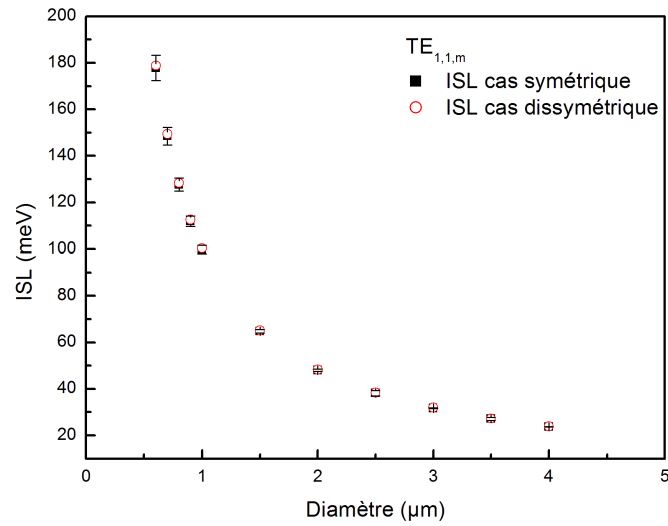


FIG. 3.19 – *Intervalle Spectral Libre (ou ISL) pour les mêmes modes dans le cas symétrique (carrés noirs) ou dissymétrique (ronds rouge). Les barres d'erreur correspondent à une incertitude de plus ou moins 50nm sur le diamètre. On constatera que les deux cas (symétriques et dissymétriques) sont quasiment superposables.*

potentielles, comme le montre la figure 3.20 qui répertorie la position de ces familles dans la zone d'émission des boîtes quantiques.

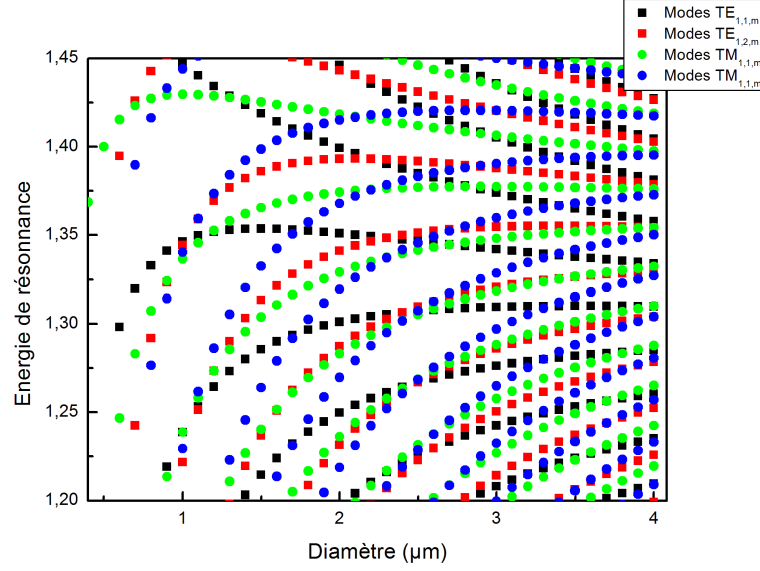


FIG. 3.20 – Positions calculées en énergie des modes de microdisques reportés sur saphir à différents diamètres. Seuls sont représentés ici les modes auxquels nous nous sommes intéressés, soit  $TE_{1,1,m}$ ,  $TE_{1,2,m}$ ,  $TM_{1,1,m}$  et  $TM_{1,2,m}$ . Chaque point correspond à un mode de nombre  $m$  différent. A diamètre fixé, cette figure nous permet donc de repérer combien de raies correspondant à ces modes sont susceptibles d'apparaître dans notre fenêtre d'émission des boîtes, et quel écart les sépare. Rien qu'avec ces quatre familles, on constatera que des positions de raies proches peuvent être assez complexes à identifier.

Enfin, la dernière caractéristique à laquelle il peut être nécessaire de s'intéresser est le volume effectif  $V = \frac{\iiint |\vec{E}(\vec{r})|^2 d^3\vec{r}}{|\vec{E}(\vec{r})|_{max}^2}$ . Celui-ci change-t-il beaucoup entre une configuration microdisque suspendu et microdisque collé sur saphir? La figure 3.21 compare cette quantité. Comme le laissait présager l'analyse des différences de confinement en  $z$ , celui-ci change très peu. La ligne en pointillés délimite notamment la zone au dessous de laquelle il est très difficile d'obtenir des microdisques suspendus (à cause du pied), et nous indique donc à partir de quelle limite nous entrons dans une gamme de tailles peu étudiée.

Cette discussion sur l'effet du substrat de saphir sur la structure modale des modes de galerie montre donc pour conclure que l'effet du saphir devrait être a priori très peu marqué. Nous disposons donc d'une technologie nous permettant d'obtenir des microdisques dont les propriétés sont similaires aux microdisques suspendus, et avec les avantages d'une méthode de fabrication moins délicate (notamment du point de vue de la fabrication du pied), et nous permettant en plus de nous affranchir des limitations de diamètre sur ces objets. Il nous reste donc à vérifier que les propriétés optiques sont effectivement celles que l'on attend. C'est l'objet de la partie

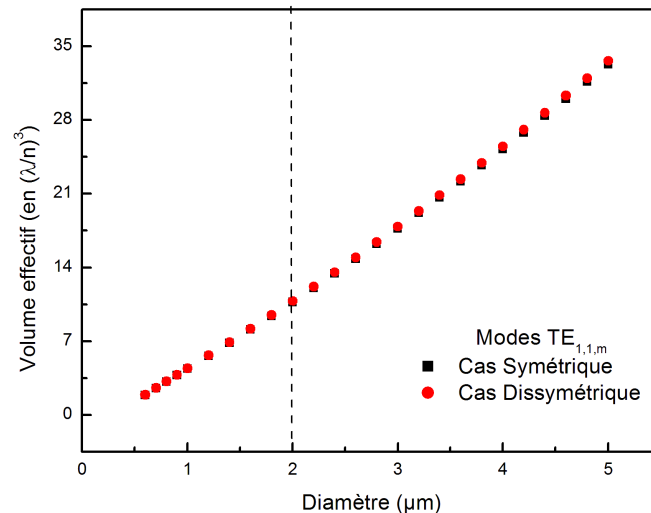


FIG. 3.21 – Volumes effectifs comparés dans le cas symétrique et dissymétrique pour les modes  $TE_{1,1,m}$  à différents diamètres. On constate ici que la différence de confinement affecte très peu le volume effectif.

suivante.

### Structure modale et facteur de qualité

La figure 3.22 présente les différents spectres obtenus par microphotoluminescence pour différents diamètres de disques collés via SOG (à gauche) et ceux d'un échantillon collé directement (à droite). Rappelons que les boîtes d'InAs jouent ici le rôle d'émetteurs large bande, et nous permettent donc de "sonder" les résonances de nos microdisques. Le comportement des raies en fonction des diamètres est cohérent avec des modes résonnants de type "mode de galerie" : on observe un peigne de raies sur toute la plage spectrale couverte par les boîtes, avec une distance entre les raies qui augmente quand le diamètre du disque diminue.

Cependant, on peut déjà constater que les raies de résonances associées au microdisque collé directement semblent beaucoup plus fines que celles de son homologue SOG. La finesse des raies étant associée à la qualité du résonateur étudié, il semble donc que la fabrication de l'échantillon collé directement ait été mieux maîtrisée. L'étude plus détaillée des facteurs de qualité associés à chaque type de disque va dans ce sens (cf figures 3.23 et 3.24 : pour les échantillons SOG, celui-ci est maximal pour de grands diamètres (ie 3 à 4 μm) aux alentours de 2000/3000, alors que dans l'autre cas, on atteint des valeurs avoisinant les 6000.

Notons que dans les deux cas, il est encore possible d'observer des modes de galerie à de très petits diamètres (respectivement 500nm et 400nm pour SOG et Collé Directement), avec des facteurs de qualité relativement hauts (entre 900 et 700). D'autre part, on pourra constater que la plupart des raies de résonance des microdisques SOG étudiés sont dédoublées (cf fi-

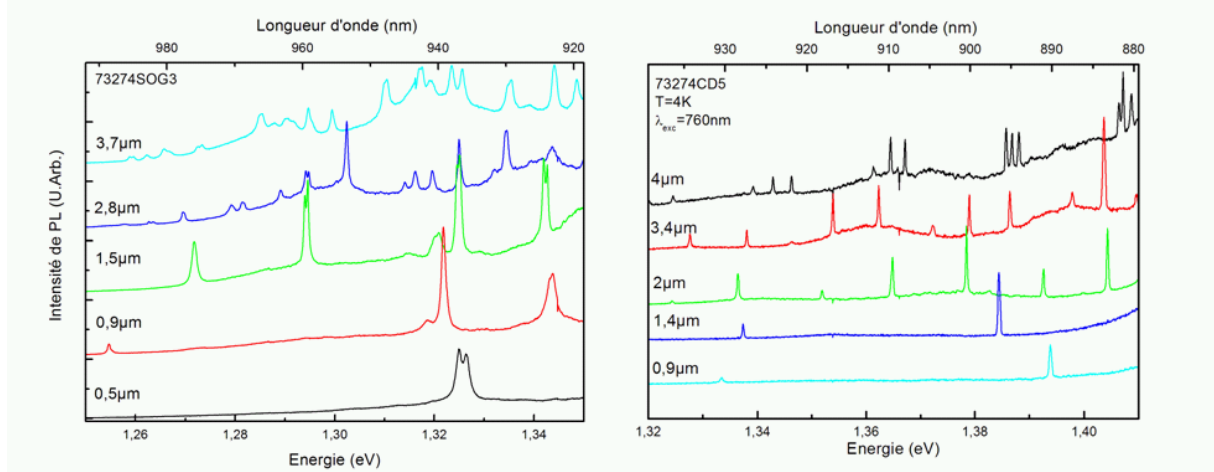


FIG. 3.22 – Spectres de microphotoluminescence de microdisques reportés sur saphir par collage SOG (Spin On Glass). Des modes sont encore visibles jusqu'à des diamètres de l'ordre de 500nm.

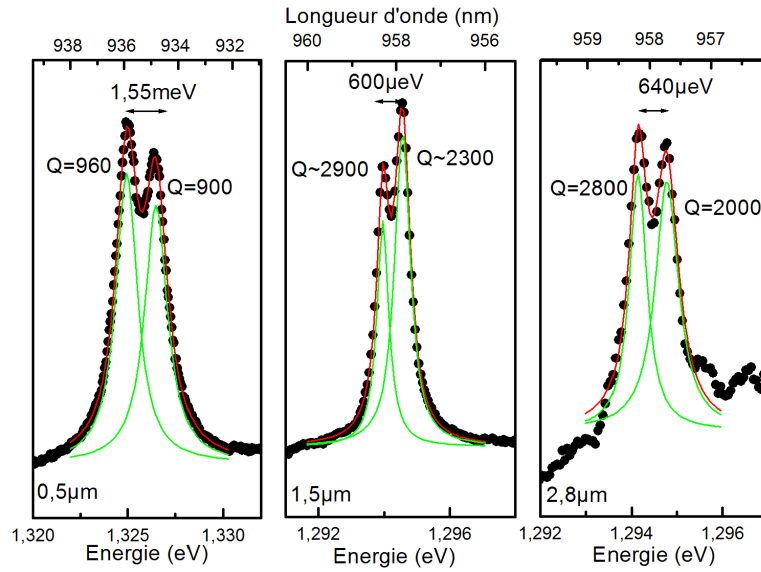


FIG. 3.23 – Modes résonnants de trois disques de diamètres 0,5, 1,5 et 2,8  $\mu\text{m}$ , pour l'échantillon collé via SOG. Ces modes sont tous dédoublés. Le caractère systématique de ce dédoublement laisse penser que ce sont des défauts de fabrication qui lèvent les dégénérescences entre modes propagatifs et contrapropagatifs.



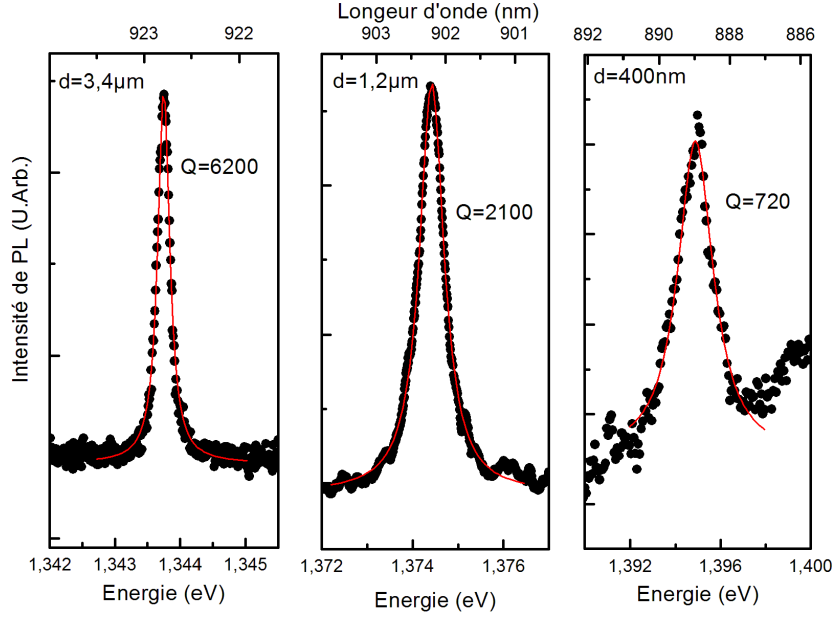


FIG. 3.24 – Modes de microdisques collés directement de diamètres 3,4, 1,2 et 0,4  $\mu\text{m}$ . Les facteurs de qualités obtenus sont généralement meilleurs que ceux obtenus dans le cadre du collage Spin On Glass.

gure 3.23), contrairement à celles de l'autre échantillon. L'observation assez fréquente de ce phénomène à différents diamètres et sur un grand nombre de modes semble accréditer l'hypothèse de défauts systématiques (par exemple de la rugosité de flancs) présents sur le trajet de l'onde électromagnétique résonnante, et levant la dégénérescence entre les modes propageants et contrapropageants [30]. L'augmentation de l'amplitude de ce dédoublement semble aller dans ce sens (figure 3.23), puisque celui-ci est lié à la fois au volume du défaut mais aussi à l'amplitude du champ au bord du disque, qui augmente quand le diamètre diminue [36].

Nous nous sommes intéressés plus particulièrement au comportement du facteur de qualité de nos deux types de microdisques en fonction de leur diamètre. Rappelons qu'une des raisons pour lesquelles nous avons mis au point ces microdisques réside dans la possibilité de mener des études dans la limite des petits diamètres. Il est donc important de connaître précisément l'effet d'une réduction de taille sur la qualité de ces résonateurs. Expérimentalement, nous obtenons des courbes dont les tendances sont similaires dans les deux cas (cf figures 3.25 et 3.26) : une diminution globale et lente du facteur de qualité entre 4 et  $1\mu\text{m}$ , puis une dégradation plus rapide, et plus marquée dans le cas de l'échantillon collé directement. Ces deux figures ont volontairement les mêmes échelles, et l'on constatera donc effectivement que les facteurs de qualité de l'échantillon SOG sont nettement moins bons que ceux de son jumeau collé directement. D'autre part, la dispersion plus marquée des points à diamètre constant pour le SOG confirme aussi l'imperfection de la gravure, peu homogène et est donc cohérent avec les observations réalisées au microscope électronique à balayage (figure 3.11).

Pour essayer de modéliser ce phénomène, nous nous sommes inspirés du formalisme présenté au

début de ce chapitre. Le facteur de qualité d'un microdisque peut-être décrit de façon simple par trois principaux termes : un facteur de qualité intrinsèque,  $Q_{int}$ , lié à la probabilité non nulle qu'un photon de "tunneler" à l'extérieur de la cavité, un terme d'absorption du milieu actif ( $Q_{abs}$ ), et enfin un terme de diffusion hors de la cavité par des défauts ( $Q_{diff}$ ). D'après les valeurs d'absorption mesurées sur des plans de boîtes quantiques similaires aux nôtres (croissance effectuée au même endroit, structure de l'échantillon planaire similaire à la nôtre [37][30]), on peut en première approximation considérer le terme d'absorption négligeable devant les deux autres sources de pertes. Cet élément sera discuté plus en détail dans la partie suivante. En partant de cette hypothèse, le facteur de qualité de nos échantillons peut être assimilé au facteur de qualité de la cavité vide, et ne se limite donc plus qu'à deux termes :

$$Q^{-1} = Q_i^{-1} + Q_{diff}^{-1} \quad (3.15)$$

La structure de nos disques, d'après les éléments évoqués plus haut, est très similaire du point de vue de la distribution du champ électromagnétique à la situation d'un disque symétriquement entouré d'air. On peut donc a priori estimer la contribution intrinsèque au facteur de qualité par la formule 3.11, valable normalement dans le cas suspendu. En ce qui concerne le terme de diffusion, nous avons choisi d'utiliser une approche phénoménologique proche de celle qui est utilisée pour décrire le comportement de facteurs de qualité de micropiliers [38]. Cette approche, dont on reparlera notamment dans le chapitre concernant les micropiliers, fait l'hypothèse simple que la dégradation du facteur de qualité est principalement due à la rugosité de flancs des structures étudiées. Dans ce cas, on peut supposer que ce terme est directement proportionnel à l'intensité du champ au bord du disque, sommée sur son contour, soit en première approximation:

$$Q_{diff}^{-1} = \epsilon I(R, \theta, 0) e 2\pi R \quad (3.16)$$

où  $e$  est l'épaisseur du disque,  $R$  le rayon, et où  $I$  a été normalisée à l'intensité intégrée totale pour chaque disque. Cette modélisation, assez sommaire, a l'avantage de pouvoir en plus permettre la comparaison "technologique" de différentes méthodes de fabrication de disques, à travers la comparaison directe du coefficient  $\epsilon$ , qui traduira donc le caractère diffusant de la surface du disque. On pourra constater sur les figures 3.25 et 3.26 que celui-ci tient compte relativement bien du comportement général des facteurs de qualité. En particulier, nous avons représenté également sur ces figures les contributions intrinsèques et de diffusion seules (en lignes pointillées bleues et vertes). Il apparaît que c'est plutôt la tendance intrinsèque qu'il semble nécessaire de corriger, celle-ci sur-estimant la dégradation du facteur de qualité aux petits diamètres. Il serait donc intéressant d'entamer une étude plus précise de ce facteur, en allant au delà de l'approximation WKB.

Forts de ces éléments, nous pouvons essayer de quantifier un rapport important pour les études liées à l'émission spontanée dans ces structures : l'évolution du facteur de Purcell. Cette quantité, figure de mérite de nos cavités, est définie comme  $\frac{3Q(\frac{\lambda}{n})^3}{4\pi^2 V_{eff}}$ , et nous permet notamment de comparer différents types de résonateurs entre eux. Pour nos microdisques, la connaissance de son évolution en fonction du diamètre peut-être utile par exemple pour déterminer le compromis idéal à réaliser entre dégradation du facteur de qualité et diminution du volume effectif.

Comme on le constate sur la figure 3.27, à la fois pour les disques SOG et collés directement,

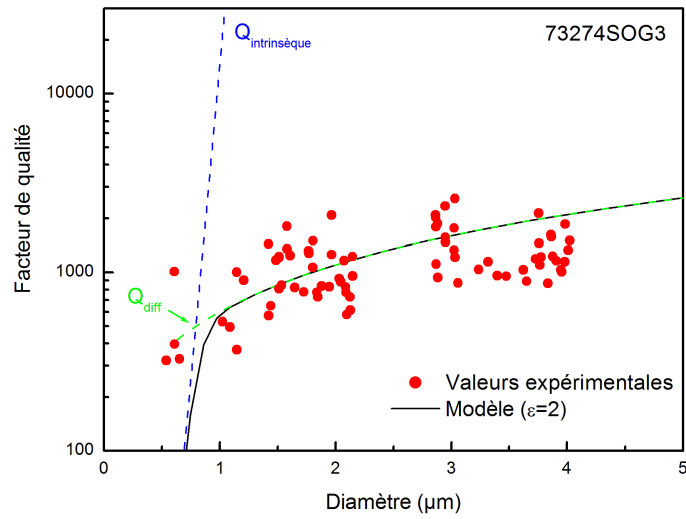


FIG. 3.25 – Facteurs de qualité mesurés pour l'échantillon collé via SOG

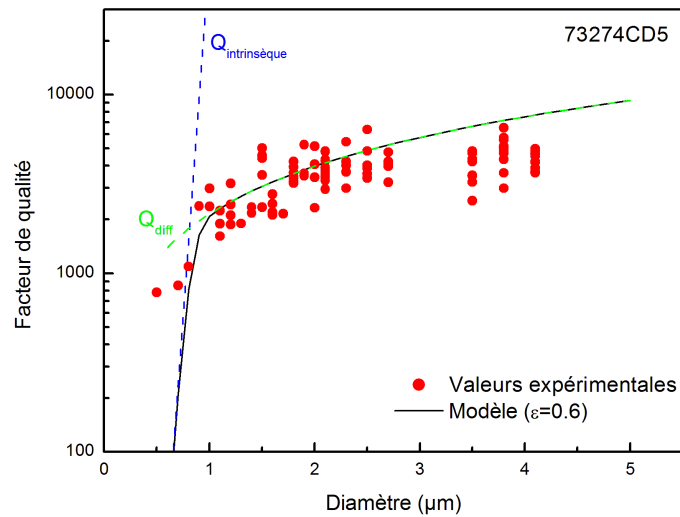


FIG. 3.26 – Facteurs de qualités mesurés à différents diamètres pour une série de microdisques collés directement.

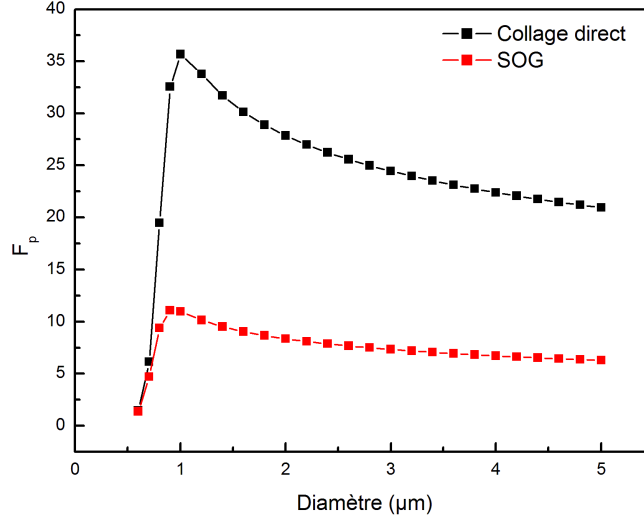


FIG. 3.27 – *Evaluation du facteur de Purcell à partir des calculs de volumes effectifs et de la loi de variation du facteur de qualité présentée ci-dessus. La brusque dégradation correspond au régime où le facteur de qualité intrinsèque devient dominant sur le terme de diffusion.*

le facteur de Purcell (maximum) chute brusquement au dessous de  $1\mu m$  de diamètre. Ceci correspond au régime de pertes intrinsèques qui devient dominant sur le terme de diffusion.

Enfin, la figure 3.28 compare les positions expérimentales de résonances de modes de galerie et les calculs théoriques à partir des modes  $TE_{1,1,m}$ ,  $TE_{1,2,m}$ ,  $TM_{1,1,m}$  et  $TM_{1,2,m}$ .

Comme on l'a déjà souligné plus haut, l'identification précise des modes à partir de leur seule position de résonance calculée est assez difficile du fait de leur très grande sensibilité au diamètre du disque. Cependant, et malgré cela, un certain nombre de points restent identifiables, même si d'autres points isolés semblent suggérer la présence de familles de modes supplémentaires. A titre indicatif, la figure 3.29 propose une indexation possible des différentes raies observées sur un disque collé via SOG de  $2,4\mu m$  de diamètre nominal. L'indexation a été faite en tenant compte des intensités relatives des raies entre elles, et en supposant les modes  $TE_{1,1,m}$  dominants dans le spectre.

En conclusion à cette section sur les caractéristiques optiques des microdisques collés, on peut retenir plusieurs éléments :

- Le procédé de fabrication sur ces deux types de disques étant identique, les disques collés via SOG semblent moins bons d'après les splittings et les facteurs de qualités observés (2000/3000 contre 5000 à 6000 pour les disques collés sur saphir). Il semble que le SOG introduise donc des pertes supplémentaires, probablement liées à la dernière étape de fabrication.
- Dans les deux cas, on est encore loin des facteurs de qualité obtenus à l'état de l'art pour les microdisques sur pied ( $Q = 10^4/10^5$ , [30][28][26]). Plusieurs raisons peuvent être évoquées

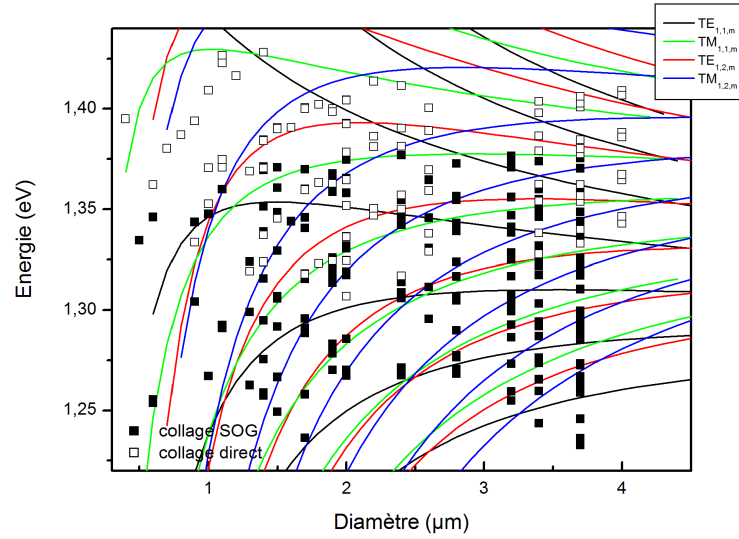


FIG. 3.28 – Comparaison entre les positions calculées de modes de galerie via notre modèle aux résonances expérimentalement observées dans le cas des collages sur saphir et SOG. Comme il a déjà été souligné plus haut, l'identification directe est difficile, surtout pour les plus gros diamètres pour lesquelles les résonances sont nombreuses.

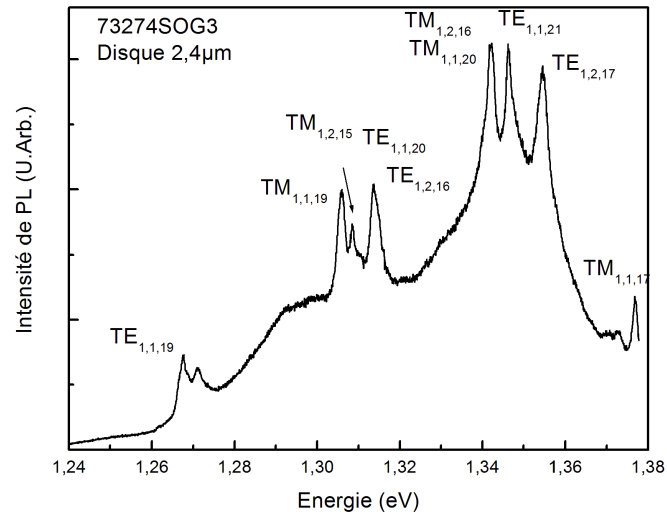


FIG. 3.29 – Indexation des modes proposée d'après les calculs effectués pour un disque de  $2,4\mu\text{m}$  de diamètre dont les familles de modes sont assez apparentes.

pour expliquer cela : d'abord la nécessité de maîtriser parfaitement bien les étapes de lithographie électronique, pour obtenir les disques les plus circulaires possibles. De même, l'attaque chimique qui permet ensuite de graver les disques doit être parfaitement bien calibrée et laisser le moins possible de défauts à la surface des disques. Nos échantillons sont encore très inhomogènes du point de vue de cette gravure, du fait de la grande différence de vitesse d'attaque d'un bout à l'autre de l'échantillon. C'est un point qu'il faudra absolument améliorer si l'on tient à continuer l'étude de ce type de structures.

- On notera cependant qu'il est possible grâce à ce type de disques d'étudier des modes de galeries pour de très petits diamètres (400/500 nm) et ceci pour les deux types de disques (collés directement ou via SOG). C'est un régime pour lequel les pertes intrinsèques (cf équations ci-dessus) deviennent dominantes par rapport aux autres sources de diffusion de photons hors de la cavité, et ce qui n'avait pas été atteint auparavant dans le cas de disques classiques, à pied. L'intérêt de tels objets peut résider par exemple dans un meilleur contrôle du diagramme de rayonnement associé à un mode lorsque l'échappement est intrinsèque, au lieu d'être associé à la diffusion par un défaut non contrôlé.

### **Caractéristiques en puissance : évaluation des propriétés thermiques des microdisques reportés sur saphir et discussion sur l'effet laser**

Dans ce paragraphe nous allons aborder la problématique de l'échauffement thermique des microdisques, et en particulier essayer d'évaluer si cette nouvelle géométrie permet effectivement d'atteindre des régimes de pompage optique plus importants que dans le cas des microdisques suspendus, sans mener à leur détérioration. Pour cela nous allons nous intéresser à l'évolution des raies de résonance de nos microdisques reportés en fonction de la puissance d'excitation, de façon à quantifier les décalages spectraux, l'élargissement ainsi que le comportement en puissance des raies.

Nous allons mener la comparaison sur deux échantillons, l'un collé via Spin On Glass, et l'autre collé directement. De façon à comparer ces effets le plus justement possible, nous avons choisi des disques de diamètres comparables ( $3\mu m$  pour SOG,  $3,7\mu m$  pour le collage direct), aux facteurs de qualités proches à basse puissance excitatrice ( $Q \approx 1500$  pour SOG, contre  $Q \approx 1300$  pour le collage direct). Les raies étudiées se situent de plus dans les mêmes zones spectrales (aux alentours de  $1.3eV$ ). Les figures 3.30 et 3.31 nous montrent l'évolution des spectres de photoluminescence ( $T = 50K$ , énergie d'excitation  $1.6eV$ ) en fonction de la puissance excitatrice.

**Echauffement des microdisques** Il est difficile de quantifier expérimentalement l'augmentation de température à laquelle est soumis un microdisque en fonction de la puissance excitatrice, cet échauffement étant très localisé au niveau du spot d'excitation (soit environ  $2\mu m$  de diamètre) et donc difficilement mesurable directement. Cependant, on peut de façon indirecte évaluer son importance via les décalages des raies de modes de galerie lorsque l'on augmente la puissance de pompe [19]. Cette augmentation provoque un changement d'indice optique du matériau avec la température qui mène au décalage vers le rouge des raies. Cet effet est en compétition avec un autre phénomène : l'augmentation du nombre de porteurs injectés dans les barrières modifie également l'indice optique du GaAs, et mène cette fois à un décalage vers le bleu des résonances [39] [19]. Qu'en est-il pour nos disques?

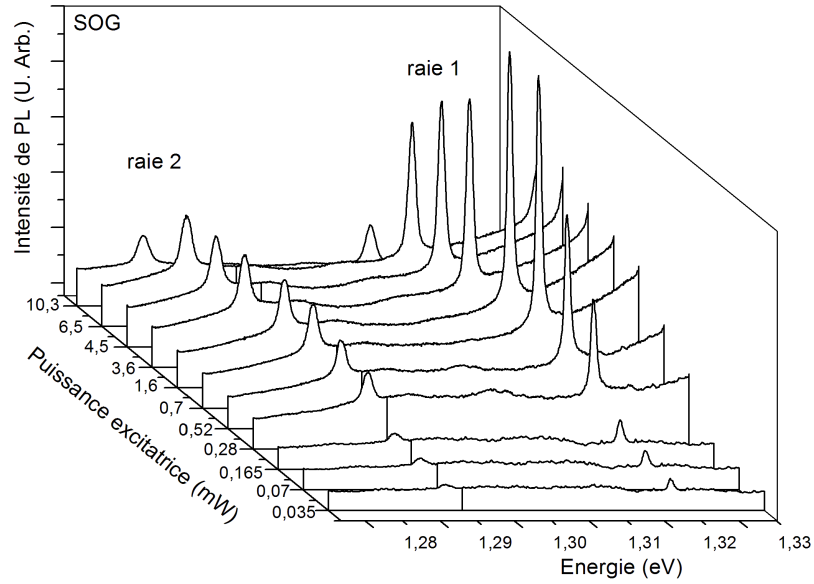


FIG. 3.30 – Comportement des raies de résonances à différentes puissances excitatrices pour un disque collé via SOG de  $3\mu\text{m}$  de diamètre. Les conditions expérimentales utilisées sont :  $T = 50\text{K}$ ,  $E_{exc} = 1.6\text{eV}$

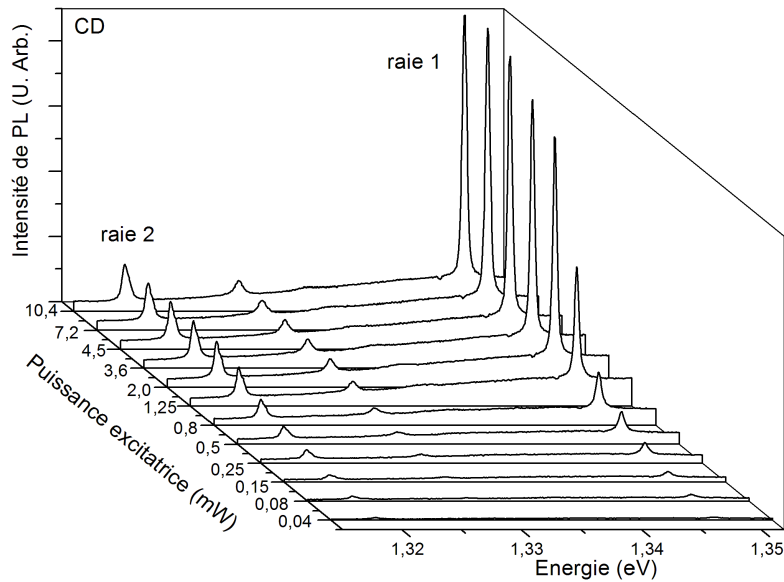


FIG. 3.31 – Comportement des raies de résonances à différentes puissances excitatrices pour un disque collé directement de  $3,7\mu\text{m}$  de diamètre. Les conditions expérimentales utilisées sont :  $T = 50\text{K}$ ,  $E_{exc} = 1.6\text{eV}$

La figure 3.32 présente les décalages observés sur les raies SOG (figure 3.30) et Collé Directement (abrégé CD par la suite) (figure 3.31) à partir de leur position à basse puissance. Signalons que pour plus de clarté nous n'avons représenté les décalages que d'une seule raie à chaque fois, mais que l'ensemble des raies (SOG ou CD) ont montré le même comportement.

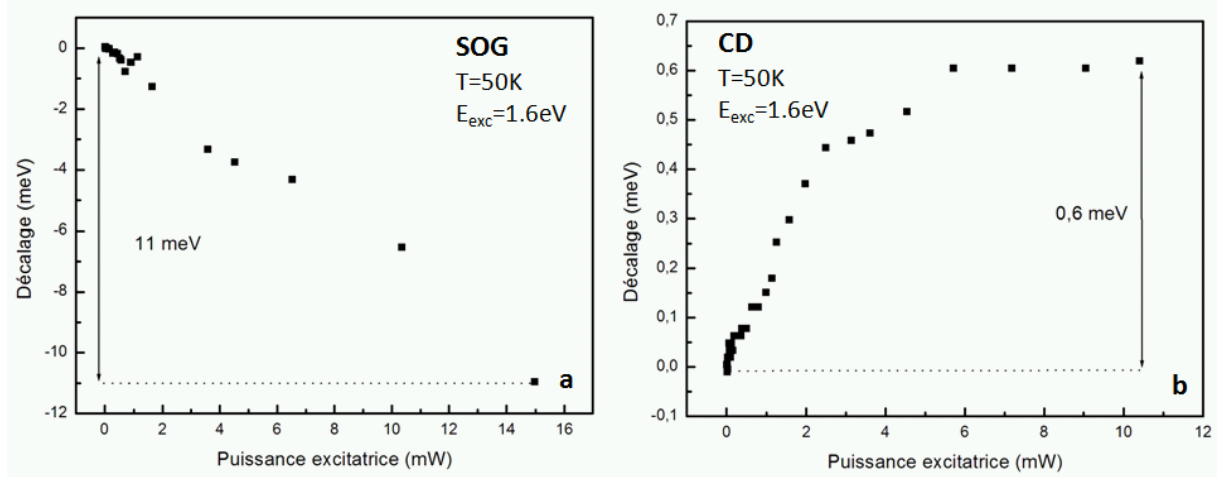


FIG. 3.32 – *Décalages spectraux des raies observées sur l'échantillon SOG (encart a) et sur l'échantillon collé directement (encart b). Dans le premier cas, on observe un décalage vers le rouge, tandis que dans le deuxième cas, c'est un décalage vers le bleu.*

Il est intéressant de constater que celui-ci diffère très fortement en fonction du type de collage étudié. Les raies se décalent fortement vers le rouge dans le cas SOG (11 meV sur la gamme spectrale étudiée), alors que dans le cas du collage direct, sur une échelle comparable en puissance, les raies se décalent cette fois vers le bleu, et d'une très faible quantité (0,6 meV). A priori, on aurait donc un effet thermique marqué pour SOG, qui semble très similaire aux effets observés dans la littérature pour des microdisques à pied [30] ou même sur pied d'AlOx [28], tandis que pour le collage direct, sur la même gamme de puissance, l'effet dominant semble être lié aux charges. Cette différence peut être notamment due aux coefficients de conductivités thermiques très différents dans le cas où l'on tient compte de la présence d'une couche d'oxyde intermédiaire : le saphir a en effet un coefficient de conductivité thermique 30 fois supérieur à celui du SOG ( $40 W.m^{-1}.K^{-1}$  contre  $1.38 W.m^{-1}.K^{-1}$ ), ce qui pourrait expliquer la forte différence de comportement entre les deux situations.

Comme il est question dans ce paragraphe d'évaluer le potentiel en terme de dissipation thermique de nos nouvelles géométries de disques, voyons si à partir des décalages observés pour le SOG, nous pouvons remonter à l'évaluation du différentiel de température atteint par le disque. Supposons en première approximation que notre disque n'est composé que de GaAs. De façon simplifiée, l'indice effectif de notre structure peut être lié à la position en longueur d'onde de notre mode résonnant par [6]:

$$2\pi R = m \frac{\lambda_{res}}{n_{eff}}$$



où  $R$  est le rayon,  $m$  l'ordre azimutal du mode,  $\lambda_{res}$  la longueur d'onde de résonance et  $n_{eff}$  l'indice effectif du mode considéré. Cette équation n'est autre que la condition d'interférence constructive entre deux ondes ayant parcouru un nombre de fois entier la circonférence du disque. A partir de cette équation, nous pouvons lier une variation de longueur d'onde de résonance  $\Delta\lambda_T$  observée à la variation équivalente d'indice  $\Delta n_T$  par :

$$\Delta n_T = \frac{m}{2\pi R} \Delta\lambda_T$$

Soit, pour notre mode ( $m \approx 30$ ,  $R = 3\mu m$ )  $\Delta n_T \approx 0,025$ .

Rappelons qu'ici il est question de l'indice effectif pour le mode considéré. La variation de celui-ci en fonction de la température pour notre structure peut être calculée à partir de la variation d'indice du GaAs massif. Cette dernière, évaluée d'après *Blakemore* [40], ainsi que la variation induite d'indice effectif (calculée à l'aide de la méthode de l'indice effectif exposée plus haut) de nos disques sont représentées figure 3.33. Comme on le constate, cette dernière quantité peut être évaluée en bonne approximation comme une relation linéaire de la température. Celle-ci est indiquée figure 3.33.

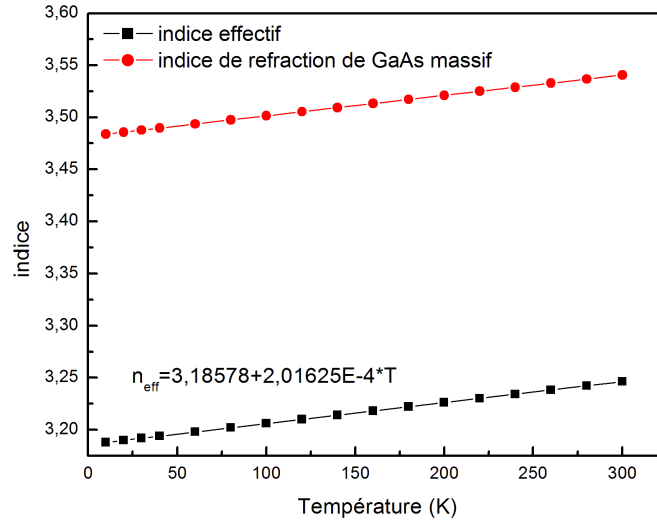


FIG. 3.33 – Variation d'indice de refraction massif de GaAs et variation induite de l'indice effectif de notre structure.

A partir de la variation d'indice, nous évaluons de cette manière une augmentation de température d'environ 120K pour les 11meV de décalage observé, par rapport à la température expérimentale de 50K

Ainsi, et pour conclure cette partie, nous retiendrons deux éléments :

- L'étude des raies de résonance du disque collé via SOG présente clairement un échauffement similaire à ce que l'on observe dans la littérature sur les microdisques. A partir de considérations

simples, nous avons évalué un échauffement au maximum de puissance de pompe d'une centaine de degrés, ce qui est cohérent avec les prévisions de *Thiyagarajan et al.* [27].

- Parallèlement à cela, les raies de résonance de disques collés directement ne présentent aucun décalage vers le rouge dans la même gamme de puissance d'excitation : nous pouvons donc conclure à une amélioration importante de la dissipation thermique pour ces disques.

**Effets d'élargissement** Comparons donc maintenant les effets d'élargissement en fonction de la puissance de pompe. Comme on le constate sur la figure 3.34, les comportements sont qualitativement très différents. On observe un plateau pour les disques collés directement, tandis que l'échantillon collé via SOG présente une décroissance forte du facteur de qualité.

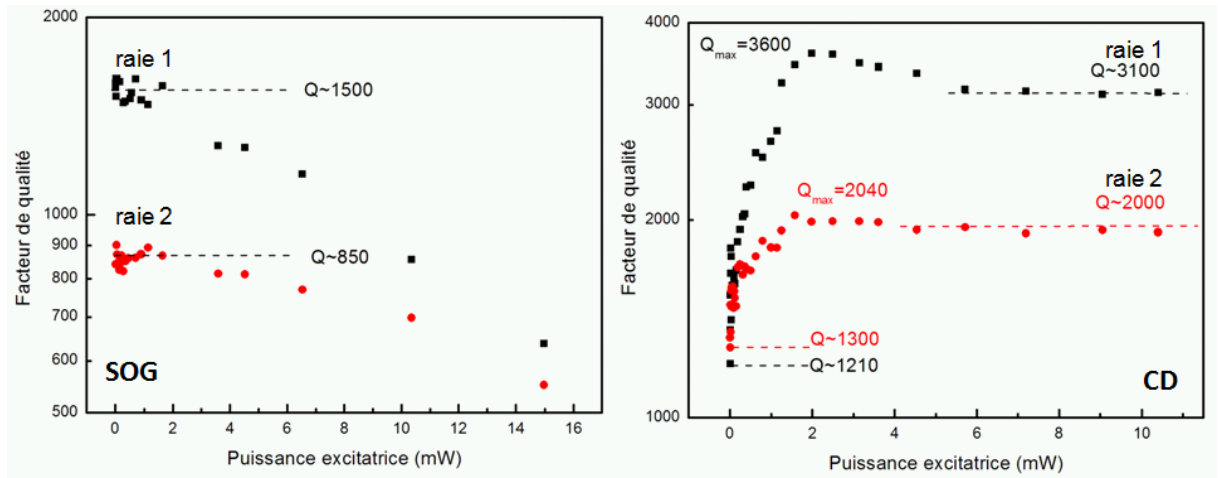


FIG. 3.34 – Evolution des facteurs de qualité pour les raies de résonance du disque SOG (à gauche) et CD (à droite). On constate que les comportements sont très différents selon le collage utilisé.

Dans la plupart des données d'autres groupes sur le sujet, il est systématiquement observé une dégradation du facteur de qualité, qui est le plus souvent attribuée à un effet d'absorption par création de porteurs libres [30] [28] [19]. Nous observons ici un résultat tout à fait différent : à mêmes quantités de porteurs injectés, les raies des microdisques collés directement ne s'élargissent pas, au contraire des disques collés via SOG. L'élargissement observé n'est donc pas dû à un effet de porteurs libres mais plus probablement à un effet lié à la température. Sachant que le gap des boîtes quantiques se décale vers le rouge beaucoup plus rapidement en température que ne le fait l'indice du GaAs, cet élargissement peut être expliqué par le décalage relatif vers les hautes énergies du mode de galerie par rapport à la bande d'absorption des boîtes quantiques.

**Effet Purcell - Effet laser** Pour les raies SOG, au delà de l'élargissement important, nous n'observons pas ici d'effet notable du blanchiment de l'absorption des boîtes. Ceci semble cohérent avec les données expérimentales d'autres groupes ayant utilisés des échantillons épitaxiés dans le même laboratoire dans des conditions similaires ([41], [37]). En effet, ceux-ci indiquent

d'après leurs mesures des absorptions de l'ordre de 6 à 8  $\text{cm}^{-1}$  par plan de boîte. D'après 3.14, ces valeurs correspondent pour nos trois plans de boîtes à  $8000 \leq Q_{abs} \leq 12000$ . Définissant  $Q_{vide}$  d'après 3.13, la relation 3.12 devient

$$\frac{1}{Q} = \frac{1}{Q_{vide}} + \frac{1}{Q_{abs}} \quad (3.17)$$

Nous pouvons donc évaluer  $Q_{vide}$  par exemple pour la raie 1 de notre échantillon SOG à partir de la valeur du facteur de qualité à basse puissance par  $\frac{1}{Q} - \frac{1}{Q_{abs}} = \frac{1}{Q_{vide}}$  soit  $\frac{1}{Q_{vide}} = \frac{1}{1500} - \frac{1}{Q_{abs}}$  d'où  $1700 \leq Q_{vide} \leq 1800$ . L'effet du blanchiment devrait donc être peu marqué, ce qui est cohérent avec les résultats obtenus sur SOG figure 3.34.

En ce qui concerne notre microdisque collé directement, l'affinement ne peut être expliqué en terme de blanchiment de l'absorption des boîtes quantiques, en particulier pour la raie à plus haute énergie, qui passe d'un facteur de qualité de 1200 à un maximum proche de 3600. Dès lors, on peut penser l'expliquer en terme d'effet laser, ce qui devrait s'accompagner de l'observation d'un seuil sur les courbes d'intensité collectée par rapport à la puissance de pompe. La figure 3.35 présente ces courbes, ainsi que l'évolution du fond de photoluminescence au voisinage de la raie de plus basse énergie. Celui-ci nous donne en effet une bonne référence du comportement de boîtes hors résonance. Comme on le constate, au delà d'une certaine puissance, leur émission est saturée.

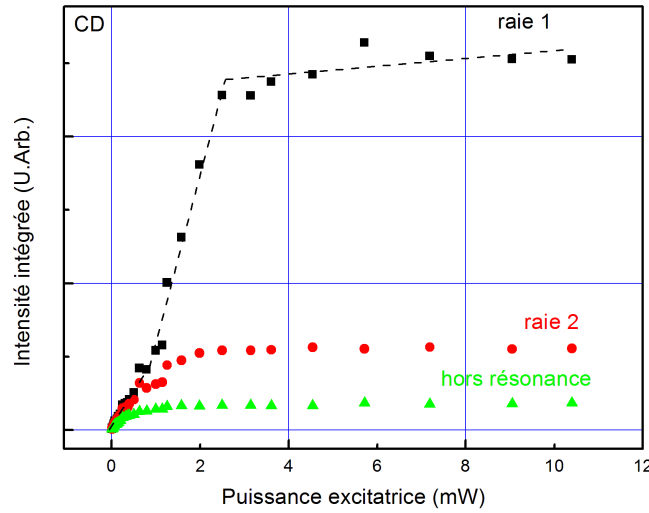


FIG. 3.35 – *Intensité intégrée des raies haute énergie (raie 1) et basse énergie (raie 2) en fonction de la puissance, comparée à l'évolution du fond continu de photoluminescence, représentatif du comportement de boîtes n'étant pas en résonance avec un mode de galerie. La raie 1 semble présenter un seuil qui pourrait être caractéristique de l'effet laser.*

La raie de plus basse énergie, elle, présente un comportement similaire à celui du fond, à savoir

une dépendance linéaire dans un premier temps, suivie d'une saturation décalée en puissance par rapport à la saturation des boîtes hors résonance (cf figure 3.36). Ce comportement est caractéristique de l'effet Purcell [41]. De façon schématique, un émetteur sature lorsque le nombre de paires électron-trou injectées par unité de temps devient supérieur ou égal au temps de recombinaison de cet émetteur. Plus ce temps de recombinaison est diminué (ici par effet Purcell), et plus on pourra injecter de paires électron-trou par unité de temps (donc augmenter la puissance de pompe) avant d'arriver à saturation. Le rapport de la puissance de saturation pour les émetteurs en résonance avec les émetteurs hors résonance nous permet d'évaluer le facteur de Purcell moyen pour notre mode [41]. Pour la raie considérée, nous obtenons une saturation des émetteurs hors résonance aux alentours de  $0,5mW$  contre approximativement  $1,4mW$  pour notre raie. Le facteur de Purcell moyen se situe donc aux alentours de 3.

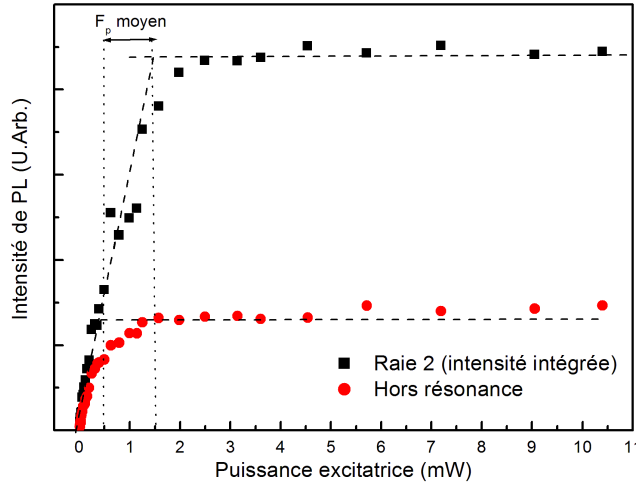


FIG. 3.36 – Evolution en intensité de la raie de résonance indexée 2 de l'échantillon Collé Directement, comparé à l'évolution de l'intensité des boîtes hors résonance. La saturation des émetteurs en résonance a lieu pour une puissance 3 fois plus élevée que celle des boîtes hors résonance, ce qui nous laisse évaluer pour cette raie un facteur de Purcell moyen sur l'ensemble des boîtes en résonance avec le mode de 3.

Le comportement de cette raie ne suppose donc pas de déclenchement d'effet laser, celui-ci ne présentant pas de régime surlinéaire. Nous devons donc attribuer l'évolution du facteur de qualité en fonction de la puissance comme provenant uniquement du blanchiment de l'absorption des boîtes. Dans ces conditions, avec un facteur de qualité au blanchiment égal à 2000, on obtient  $\frac{1}{Q_{abs}} = \frac{1}{1300} - \frac{1}{2000}$  soit un coefficient d'absorption environ deux fois supérieur aux valeurs de nos collègues. Ceci pourrait être expliqué en partie par la position spectrale de nos raies, celles-ci se situant dans la queue haute énergie de la distribution de boîtes (cf figure 3.7). Il est donc probable que nous ayons dans cette gamme d'énergie à blanchir à la fois des états fondamentaux mais aussi des états excités, dont les temps de vie plus courts nécessitent une plus grande puissance de

blanchiment. En ce qui concerne la raie plus haute énergie (raie 1), son comportement suppose le passage à un régime laser. D'abord parce que l'évolution de l'intensité de la raie en fonction de la puissance en présente les caractéristiques : un premier régime linéaire (pente similaire à celle des boîtes hors résonance), puis un seuil suivi d'un régime surlinéaire, pour enfin finir par un plateau de saturation (fig 3.37). Dans ces conditions, la transparence devrait être atteinte au voisinage du seuil.

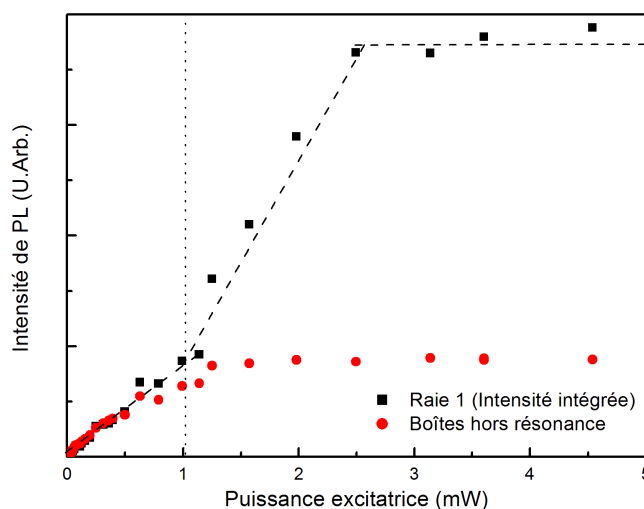


FIG. 3.37 – Comparaison du comportement en puissance de la raie 1 avec celui des boîtes hors résonance à la même énergie. La raie 1 présente les signatures de l'effet laser, avec un seuil évalué à 1mW.

Le seuil laser est évalué ici à 1mW. Il correspond à un facteur de qualité au blanchiment voisin de 2400 (cf figure 3.34). Cette valeur, supérieure à la valeur du facteur de qualité au blanchiment de la raie n°2, pourtant similaire en caractéristiques, pourrait là encore être expliquée par la contribution plus importante d'états excités, dont les temps de vie plus courts impliquent une puissance de saturation plus haute. Cet élément est appuyé par la comparaison des puissances nécessaires à la saturation des boîtes hors résonance au voisinage des raies 1 et 2, comme le montre la figure 3.38, où l'on observe une saturation pour une puissance deux fois supérieure dans le cas haute énergie.

Il est donc très probable au final que le comportement différent de ces deux raies (effet Purcell ou effet laser), qui présentent pourtant les mêmes facteurs de qualité à basse puissance, soit uniquement dû à cette différence de population, permettant dans un cas de passer en régime laser, et non dans l'autre.

Nous avons donc finalement sur cet échantillon collé directement pu mettre en évidence plusieurs éléments : d'abord un décalage spectral de l'ensemble des raies vers le bleu, alors qu'un échauffement thermique devrait se manifester par un décalage vers le rouge. D'autre part, nous

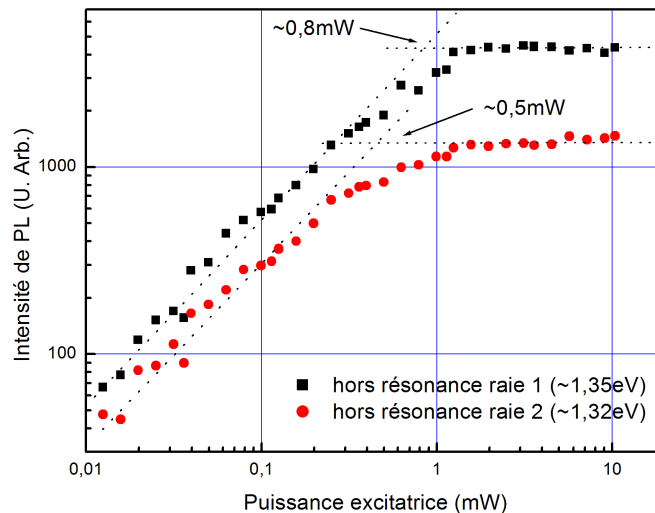


FIG. 3.38 – Evolution de l'intensité de boîtes hors résonance au voisinage des raies 1 et 2 étudiées. Les boîtes à plus haute énergie (raie 1) saturent plus tard que les boîtes basse énergie (raie 2), ce qui appuie l'hypothèse d'une contribution importante des états excités des boîtes quantiques dans cette zone

avons pu mettre en évidence l'effet laser sur une raie de très bas facteur de qualité ( $Q \approx 2400$  au blanchiment), tout en insistant sur l'élément important que constitue la population de boîtes en résonance avec le mode considéré. A notre connaissance, aucun effet laser sur une population de boîtes quantiques avec un si faible facteur de qualité n'a été observé. Nous attribuons cet effet au gain en terme d'évacuation thermique, qui permet sans doute une meilleure efficacité de couplage des émetteurs au mode.

En conclusion, il semble qu'au delà de la facilité de mise en oeuvre du collage via Spin On Glass, le collage direct soit un meilleur candidat du point de vue de l'obtention de disques de bons facteurs de qualité jusqu'à des diamètres submicroniques, tout en permettant une évacuation thermique très efficace. En particulier, une meilleure évacuation thermique permet de dépasser les limites habituelles des microdisques à pied, en limitant de façon notable l'élargissement des raies de résonances avec la puissance. Grâce à cela, nous avons pu mettre en évidence l'effet laser sur des microdisques à boîtes quantiques à faible facteur de qualité. Même si la qualité de ces disques est probablement encore très perfectible, nous avons démontré ici le potentiel de ce type de géométrie.

### 3.3 Micropiliers à modes de galerie

Dans le cadre du projet européen Q-Photon consacré au développement de sources de photons uniques à boîtes quantiques, nous avons réalisé en collaboration avec nos collègues de l'université de Würzburg (S. Reitzenstein et collaborateurs) un certain nombre d'études de base sur les micropiliers semiconducteurs. Nous y avons en particulier découvert de façon inattendue l'existence de modes de galerie. Un meilleur contact thermique étant ici aussi assuré par le pilier en lui-même, et la fabrication de structures de diamètres submicroniques étant facilitée, l'étude de ces modes de galerie rejoint naturellement notre thématique sur les microdisques.

Initialement, les micropiliers sont étudiés pour leurs modes résonnants longitudinaux, qui exploitent un confinement de type Fabry-Perot dans la direction  $z$  (miroirs de Bragg) couplé au phénomène de réflexion totale interne dans les deux autres directions de l'espace (ce type de mode est décrit plus en détails dans le chapitre suivant, sur les micropiliers à flancs métalliques). Ces structures, du fait de leur géométrie, supportent aussi des modes de galerie, qui n'ont pourtant été observés que très tardivement à la fois dans le cadre de ce travail de thèse [42], mais aussi simultanément et indépendamment par *Astratov et al* [43]. Deux raisons principales peuvent être évoquées pour expliquer leur observation tardive :

- d'abord la "vulnérabilité" de ces modes en terme de qualité de gravure des flancs. Les modes longitudinaux des micropiliers sont beaucoup plus robustes aux imperfections de flancs que les modes de galerie, car mieux confinés au centre du micropilier, contrairement aux modes de galerie, résonnants dans le plan perpendiculaire à son axe, et plus délocalisés vers l'extérieur, donc plus sensibles aux imperfections. Pour obtenir de bons facteurs de qualité avec les modes longitudinaux, il n'a donc pas été nécessaire de développer avec autant de précision la gravure des piliers, à la différence des microdisques pour lesquels cet élément a été déterminant [30]. C'est l'optimisation récente de la qualité de gravure des flancs de micropiliers qui a finalement permis l'observation simultanée des deux types de modes.
- d'autre part, la directionalité différente de ces modes peut aussi expliquer leur difficulté d'observation : les modes longitudinaux de micropiliers sont observés dans la direction de l'axe du pilier [44], tandis que les modes de galerie sont émis préférentiellement par la tranche, c'est à dire dans une direction perpendiculaire [14] [15] [16]. Seule une petite fraction peut en être collectée par le dessus, noyée dans le signal provenant du second type de mode. Il est donc plus difficile d'observer des modes de galerie lorsque l'objet d'étude est un micropilier. Dans notre cas, c'est l'utilisation d'un masque de nickel sur le dessus du pilier qui a permis de "masquer" les modes longitudinaux, nous permettant finalement de mieux distinguer les modes de galerie

Dans la partie qui suit, après avoir brièvement décrit la structure de l'échantillon, nous allons dans un premier temps voir comment nous avons identifié de façon claire ces modes de galerie grâce à leur signature spectrale étonnamment simple. Nous montrerons parallèlement qu'il est possible d'observer **simultanément** ces deux types de modes, et ceci sans avoir besoin de modifier la géométrie de collection (ce qui avait été nécessaire pour les expériences réalisées par *Astratov et al* [43]). Nous discuterons ensuite des facteurs de qualité de ces modes, ainsi que des

facteurs de Purcell que l'on peut en attendre pour évaluer leur potentiel. Nous verrons également que ce type de résonateur présente une meilleure évacuation thermique que dans le cas de microdisques à pied, tout en permettant une fabrication et une intégration également simplifiée, ce qui nous permet en particulier de les proposer en guise d'alternative aux microdisques à pied. Enfin, les très bons facteurs de qualité nous ont permis de réaliser de premières expériences sur l'effet laser sur ce type de modes.

### 3.3.1 Description de l'échantillon

L'échantillon que nous avons étudié a été fabriqué à partir de la cavité planaire obtenue par épitaxie par jets moléculaires et schématisée figure 3.39.

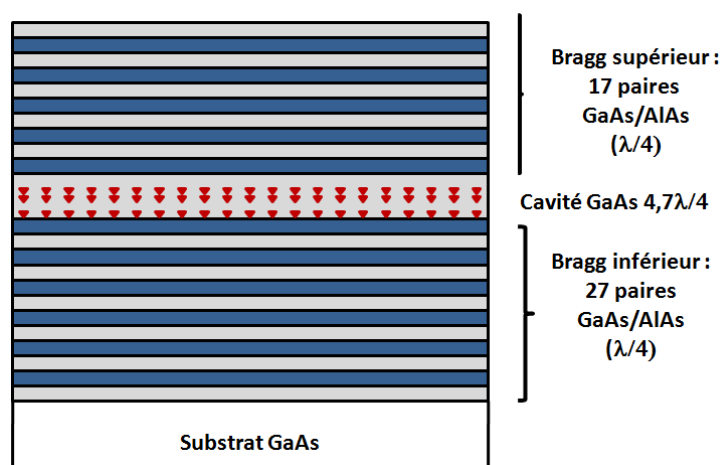


FIG. 3.39 – Représentation schématique de la cavité planaire utilisée (échantillon 96J02, obtenu par épitaxie par jets moléculaires). Trois plans de boîtes quantiques InAs ont été insérés au centre d'une cavité  $4,7\lambda/4$ . Les miroirs de Bragg supérieurs et inférieurs comportent respectivement 17 et 27 paires AlAs et GaAs.

Celle-ci se compose d'une couche centrale de GaAs d'une épaisseur de  $4,7\lambda/4n$  (ce rapport ayant été choisi au départ pour un autre type d'étude), surmontée de part et d'autre de deux miroirs de Bragg GaAs/AlAs (respectivement 17 et 27 paires  $\lambda/4n$  pour les miroirs supérieurs et inférieurs). L'énergie du mode résonnant de cette cavité planaire est située vers  $1,35\text{eV}$  à température ambiante, avec un facteur de qualité prévu aux alentours de  $4.10^4$ . Trois plans de boîtes quantiques InAs auto-assemblées ont été insérées dans la cavité, respectivement à  $10\text{nm}$  de part et d'autre du centre de la cavité, et à  $20\text{nm}$  au dessus du miroir inférieur pour le dernier plan. Comme on le voit figure 3.40, la position des plans de boîtes (représentée ici par des flèches bleues) a été choisie de façon à obtenir un couplage efficace avec le mode résonnant de la cavité (en rouge).

Des micropiliers de diamètres variant entre  $0,5\mu\text{m}$  et  $4\mu\text{m}$  ont été ensuite fabriqués en collaboration avec l'équipe de S. Reitzenstein de l'université de Würzburg (Allemagne), par définition d'un masque de nickel (via lithographie électronique) puis attaque par gravure directive via un plasma de  $\text{SiCl}_4$  par résonance cyclotron (ECR, Electron Cyclotron Resonance) (fig 3.41).



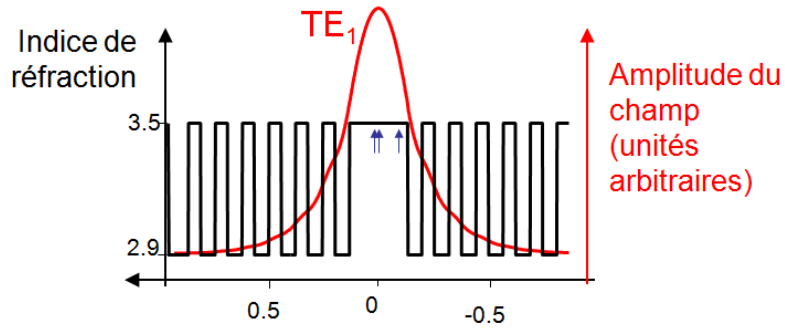


FIG. 3.40 – Intensité du champ en fonction de la position pour le mode résonnant  $TE_1$ . Le profil d'indice est également représenté. Les flèches bleues indiquent les positions des plans de boîtes dans la cavité

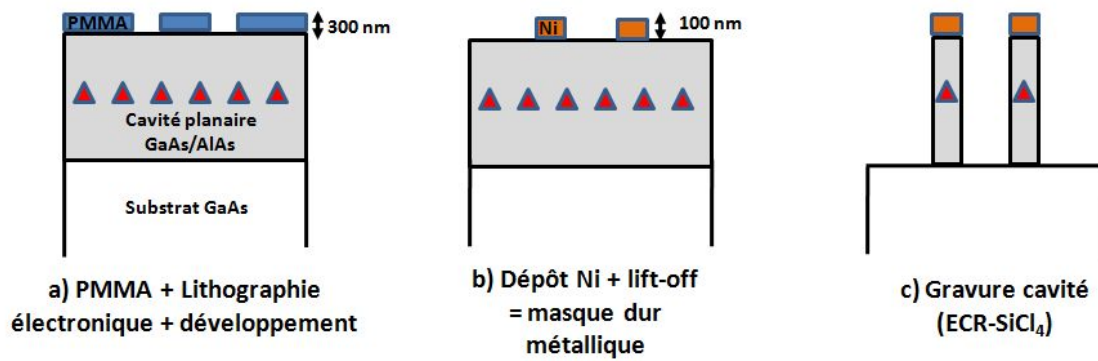


FIG. 3.41 – Méthode de fabrication des micropiliers à l'Université de Würzburg. Le masque de Ni est normalement complètement retiré après l'étape c). Dans notre cas, nous montrerons qu'il en reste encore une partie.

Le masque dur de nickel n'a pas été totalement retiré lors de cette dernière étape, permettant de préserver un bon contraste pour l'observation des modes de galerie dans ces structures, ce que nous verrons par la suite. La figure 3.42 montre une image obtenue par Microscopie électronique à balayage de deux piliers de  $4\mu\text{m}$  et  $1\mu\text{m}$  de diamètres, découpés en leur centre par faisceau d'ions focalisés (FIB, Focused Ion Beam, découpe V. Salvador).

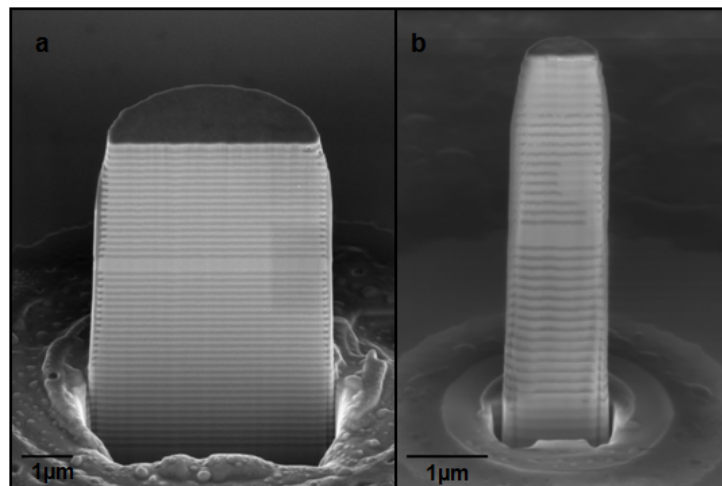


FIG. 3.42 – Images de Microscopie Electronique à Balayage de deux micropiliers (respectivement 4 et  $1\mu\text{m}$  de diamètre) après découpe en leur centre au FIB (Focused Ion Beam). La découpe a été réalisée par V. Salvador.

Sur ces images, on distingue très bien les alternances GaAs/AlAs, ainsi que la cavité centrale de GaAs, plus épaisse (en contraste clair par rapport à l'AlAs).

### 3.3.2 Structure modale des modes de galerie dans les micropiliers: identification des raies, Intervalle Spectral Libre et coexistence de modes

#### Identification des raies

La figure 3.43 présente un ensemble de spectres obtenus sur les micropiliers dont la fabrication a été détaillée précédemment. Ces spectres ont été obtenus à  $4K$ , et l'excitation des boîtes quantiques est réalisée dans les barrières de GaAs à une énergie de  $1.55\text{eV}$ . Comme on peut le constater, les raies ont un comportement très similaire à celles de microdisques collés sur saphir : l'écart en énergie (ou intervalle spectral libre) entre les résonances augmente quand le diamètre du pilier diminue.

Cependant, et à la différence des spectres de disques dont on a discuté plus haut, ceux-ci comportent beaucoup moins de raies. A l'aide de la méthode décrite au début de ce chapitre, nous avons calculé les positions respectives des modes ainsi que l'intervalle spectral libre correspondant. Le calcul de propagation dans la structure de type planaire, utilisant cette fois une approche de type matrice de transfert pour modéliser l'empilement de couches de Bragg de part et d'autre de la cavité, montre que seuls les modes de type  $TE_1$  et  $TM_1$  sont susceptibles d'être

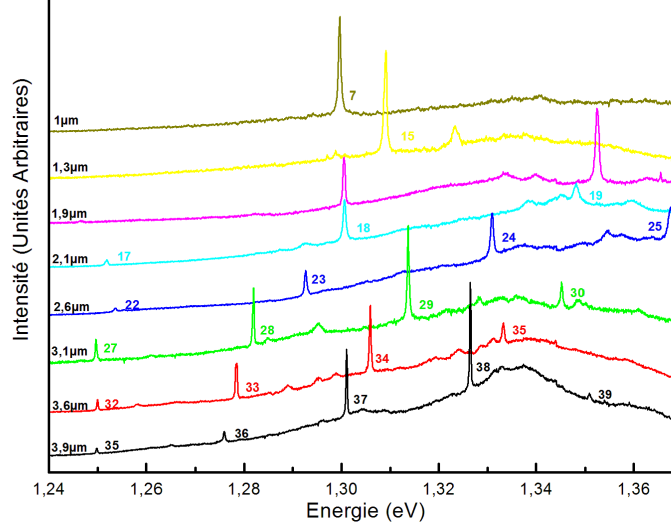


FIG. 3.43 – Spectres de micropiliers de différentes tailles. Les diamètres nominaux sont indiqués pour chaque spectre (les diamètres réels sont en réalité  $0,150\mu\text{m}$  plus grands en moyenne). Les raies correspondent à des modes de type  $TE_{1,1,m}$ , l'indice azimutal  $m$  apparaissant sur la figure à côté de la raie correspondante.

guidés (cf fig3.40). Le calcul des énergies résonnantes a ensuite été effectué en suivant l'approche présentée au début de ce chapitre : à partir de l'indice effectif de la structure planaire, en tenant compte des dispersions d'indice, les équations 3.9 et 3.10 permettent de remonter aux énergies résonnantes  $E_{l,m,n}$  du mode de galerie. Afin de limiter au maximum les incertitudes liées au diamètre des micropiliers étudiés, nous les avons mesurés de façon systématique, au microscope électronique à balayage et après découpe du pilier en son centre à l'aide d'un faisceau d'ions focalisés. Il apparaît que les diamètres nominaux sous-estiment de  $150\text{nm}$  environ le diamètre réel du micropilier. En tenant compte de cet élément, nous avons pu identifier les modes observés comme les modes  $TE_1$  d'indice radial le plus faible ( $n = 1$ ) les modes de types  $TM_1$  étant très peu intenses. Ainsi, nous sommes en présence d'une répartition spectrale de modes bien plus simple que dans le cas de microdisques standards à pied, ou encore de microdisques reportés, ceci grâce à la faible différence d'indice entre la couche centrale et les miroirs de Bragg (rendant la structure "monomode" dans la direction  $z$ ). Les conditions aux limites moins abruptes en  $z$ , du fait du plus faible confinement longitudinal, permettent également de se rapprocher de façon plus juste du modèle de l'indice effectif, les modes étant donc effectivement purement TE ou TM. Dans ces conditions, le dipôle des boîtes InAs associé aux transitions fondamentales étant orienté dans le plan des couches [45], le couplage est plus efficace avec les modes de type TE. Par comparaison, à cause du fort confinement vertical dans les microdisques à pied (ou encore reportés), les modes sont "quasi TE" ou "quasi-TM", permettant un couplage des boîtes plus aléatoire avec chaque types de modes.

Les indices azimutaux des modes en question apparaissent figure 3.43. Notons que c'est la

détermination précise du diamètre qui a permis de définir cet indice sans ambiguïté, ce qui sera également confirmé par les comparaisons expérimentales et théoriques de l'intervalle spectral libre. Le tableau 3.4 donne à titre indicatif les positions calculées de ces modes pour différents diamètres, tandis que la figure 3.44 donne quant à elle un aperçu de la répartition de la structure du champ pour le mode  $TE_{1,1,17}$  d'un pilier de  $2\mu m$  de diamètre. On pourra constater entre autres que l'extension du champ en  $z$  est plus importante ici que dans le cas des microdisques, du fait de la faible différence d'indice entre la couche centrale de GaAs et les miroirs de Bragg GaAs/AlAs.

d	m	énergie	d	m	énergie	d	m	énergie	d	m	énergie	d	m	énergie
4	33	1,1721	3,5	29	1,1919	3	26	1,2534	2,5	25	1,4145	1	6	1,1768
4	34	1,1998	3,5	30	1,2233	3	27	1,2887	2	15	1,1883	1	7	1,2939
4	35	1,2269	3,5	31	1,254	3	28	1,3231	2	16	1,2445	1	8	1,4017
4	36	1,2536	3,5	32	1,2841	3	29	1,3568	2	17	1,2985	0,8	4	1,126
4	37	1,2799	3,5	33	1,3136	3	30	1,3896	2	18	1,3506	0,8	5	1,2796
4	38	1,3057	3,5	34	1,3425	3	31	1,4217	2	19	1,4007	0,8	6	1,4174
4	39	1,331	3,5	35	1,3708	2,5	20	1,207	1,5	10	1,1499	0,7	3	1,0833
4	40	1,3559	3,5	36	1,3985	2,5	21	1,251	1,5	11	1,2277	0,7	4	1,2656
4	41	1,3804	3,5	37	1,4258	2,5	22	1,2936	1,5	12	1,3015	0,7	5	1,4259
4	42	1,4044	3	24	1,1802	2,5	23	1,3351	1,5	13	1,3716	0,6	3	1,2424
4	43	1,428	3	25	1,2172	2,5	24	1,3754	1,5	14	1,4382	0,6	4	1,4345

TAB. 3.4 – Energies (en eV) et ordres azimutaux  $m$  des modes de galerie  $TE_{1,1,m}$  pour différents diamètres  $d$  de micropiliers (en  $\mu m$ ). Seuls figurent les modes dont l'énergie est comprise entre 1.2 et 1.4 eV, qui correspond à la plage d'émission des boîtes quantiques InAs utilisées dans notre cas.

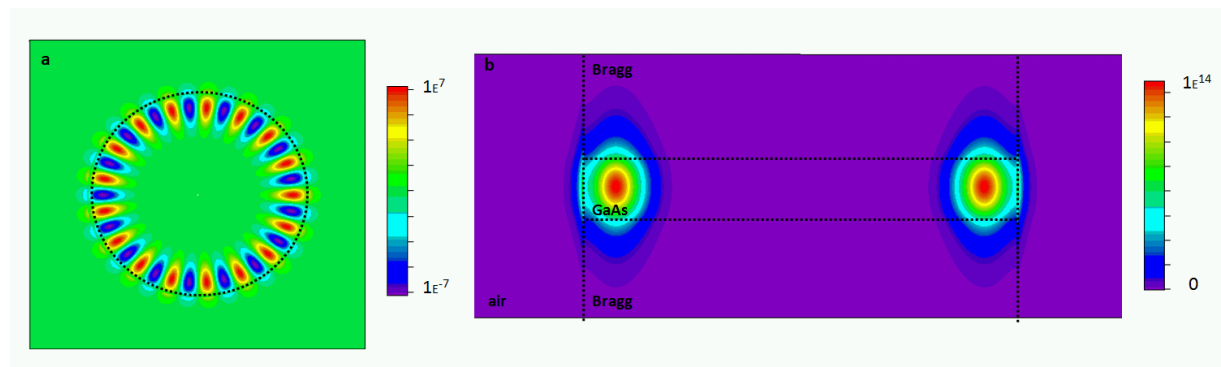


FIG. 3.44 – profil du champ électromagnétique dans le plan du disque à  $z = 0$  (encart a) et profil d'intensité du champ selon une coupe dans l'axe du pilier (encart b), pour un disque de  $2\mu m$  de diamètre. C'est le mode  $TE_{1,1,17}$  qui est représenté.

### Intervalle Spectral Libre

Afin de conforter l'hypothèse de l'observation de modes de galerie dans nos micropiliers, mais aussi de valider notre modèle de calcul des énergies de ces modes, nous avons suivi la différence d'énergie entre un mode d'ordre azimutal  $TE_{1,1,m}$  et ces voisins  $TE_{1,1,m+1}$  ou  $TE_{1,1,m-1}$  (donc l'Intervalle Spectral Libre, ISL), pour les modes les plus proches de  $1,3eV$ . La comparaison de l'ISL expérimental après correction du diamètre et de l'ISL théorique pour des piliers dont le diamètre est compris entre  $4\mu m$  et  $1\mu m$  est remarquable (figure 3.45) et permet de confirmer sans ambiguïté le caractère de mode de galerie des raies de résonance observées.

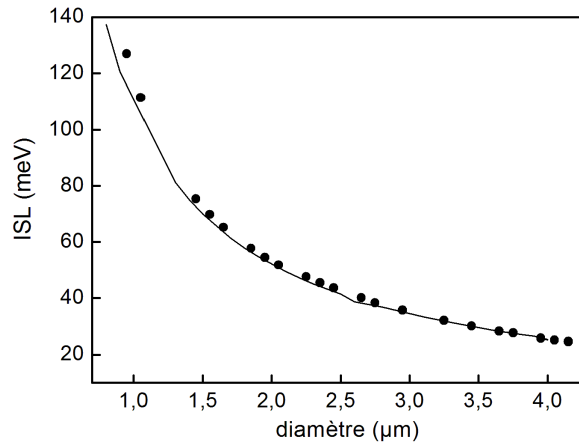


FIG. 3.45 – Comparaison entre l'ISL théorique calculé pour les familles de modes  $TE_{1,n}$  (ligne pleine noire) et l'ISL mesuré sur une série de piliers dont les dimensions varient entre  $4$  et  $1\mu m$

On notera qu'aux petits diamètres, l'ISL calculé tend à s'éloigner des valeurs expérimentalement mesurées. Cet écart augmente en dessous de  $2,45\mu m$  de diamètre, pour atteindre près de  $10meV$  pour  $0,95\mu m$  (figure 3.46).

Ceci rappelle les barres d'incertitudes sur l'ISL associées à une mesure approximative du diamètre de disques, dont il avait été question pour les microdisques reportés (cf figure 3.19). A titre indicatif, une incertitude de  $50nm$  sur la mesure précise du diamètre du pilier (ordre de grandeur de l'incertitude de mesure au MEB), correspond ici à une incertitude voisine de  $0,2meV$  sur l'ISL pour un pilier de  $3\mu m$  contre  $2,2meV$  pour un pilier de  $0,9\mu m$ . L'écart présenté figure 3.46, bien supérieur à ces valeurs, n'est donc pas dû en totalité à une erreur de mesure du diamètre, mais vraisemblablement aux approximations de notre modèle de l'indice effectif, qui découple le problème suivant  $z$  et dans le plan du disque. Contre toute attente, pour un diamètre de  $0,95\mu m$ , cette erreur ne constitue que 8% environ de l'intervalle spectral libre expérimental, qui avoisine les  $125meV$ . Nous avons donc ici une évaluation intéressante de la justesse de notre modèle, qui ne semble pas a priori introduire une erreur trop importante sur nos calculs, jusqu'à des diamètres inférieurs au micron. Des comparaisons avec des calculs plus rigoureux (type FDTD) sont prévus en collaboration avec A. Morand (IMEP) de façon à pouvoir évaluer au mieux la qualité de notre modèle.

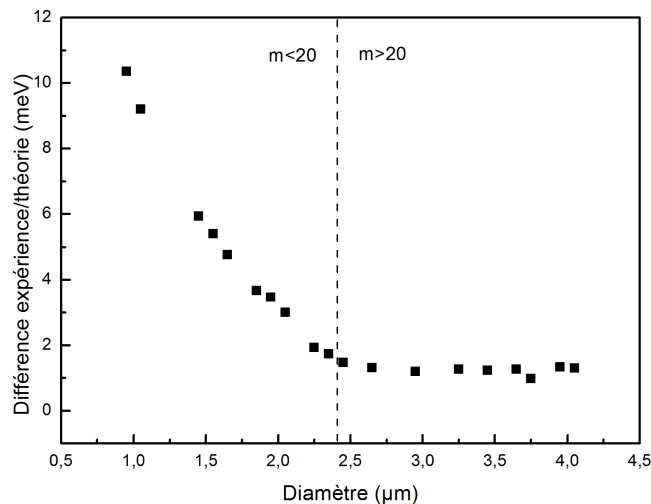


FIG. 3.46 – Différence entre l'ISL calculé par la méthode de l'indice effectif et l'ISL mesuré.

### Observation simultanée des modes de galerie et de modes de micropiliers

L'étude de ces structures n'aurait pas été complète sans la mise en évidence de la possibilité de cohabitation au sein d'un micropilier de modes de galerie et de modes de micropiliers. Nous allons montrer ici que c'est le masque de nickel présent à la surface du pilier qui nous empêche de collecter l'émission de modes de micropilier, tandis que nos modes de galerie, qui eux sont émis de façon privilégiée dans le plan du disque [16], ont de fait la possibilité de sortir. Nous avons donc entrepris de retirer ce masque sur certains piliers, en utilisant un faisceau d'ion focalisé (FIB) qui nous a permis de définir de façon très précise les zones à abraser. Les figures 3.47 ont été prises au microscope électronique à balayage pendant le retrait de ce masque. Les figures 3.47.a et 3.47.h correspondent aux situations avant et après retrait du masque.

Une fois celui-ci retiré, les micropiliers en question ont été étudiés de nouveau en microphotoluminescence à 4K, de façon à pouvoir en comparer les spectres avant et après retrait du masque pour un même pilier (cf fig3.48).

Le résultat est clair : avant retrait, seul les modes de galerie sont visibles, tandis qu'après retrait, les modes de micropiliers dominent largement le spectre. On notera que les modes de galerie restent tout de même observables (cf encart de la figure 3.48), leur contraste étant plus mauvais du fait de la collection préférentielle des photons dans la direction de l'axe du pilier, qui masquent de par leur intensité les modes de galerie, émettant plutôt par la tranche. Ceci confirme en particulier que c'est la présence du masque de nickel qui a empêché la collection de photons dans le mode du micropilier, tout en nous permettant la mise en évidence de ces modes de galerie.

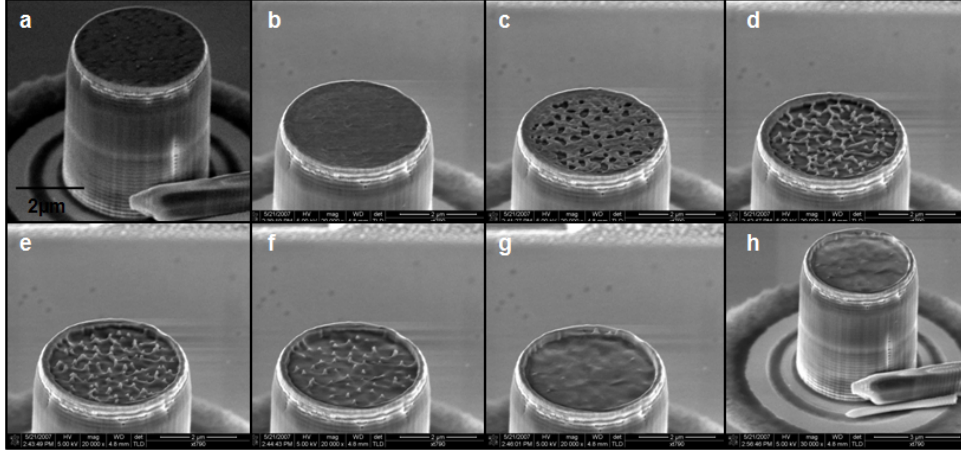


FIG. 3.47 – Images obtenues en microscopie électronique à balayage pendant le retrait sélectif au faisceau d'ions focalisés (FIB) du masque de nickel encore présent au dessus des micropiliers. Manipulation : V.Salvador.

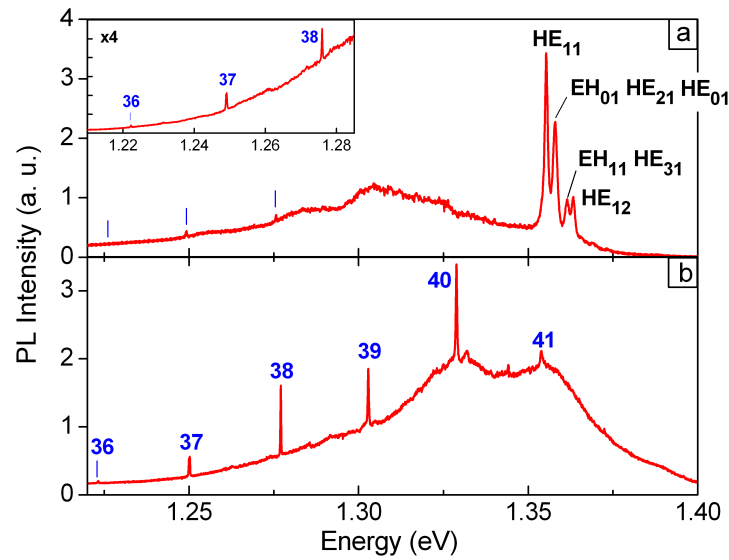


FIG. 3.48 – Spectres de microphotoluminescence à 4K obtenus avant (en bas) et après (en haut) retrait du masque de nickel au fib. Les modes de micropiliers ressortent très clairement après retrait, alors qu'ils étaient invisibles auparavant.

### 3.3.3 Caractérisations des résonances de modes de galerie dans les micropiliers : facteurs de qualité, volume effectif, facteur de Purcell

#### Facteur de qualité

Une étude plus détaillée de ces modes de galerie nous a permis de mettre en évidence de très bons facteurs de qualité pour des gros diamètres (de l'ordre de quelques  $10^4$ , comparables à l'état de l'art sur les microdisques (cf figure 3.49)), ainsi que des facteurs de qualité avoisinant les  $2 \cdot 10^3$ , pour des modes à très faible indice azimutal ( $m=7$ , diamètre  $1 \mu m$ ). Nous avons également observé sur certaines raies des dédoublements, qui semblent être dû à des défauts à la périphérie du micropilier [19].

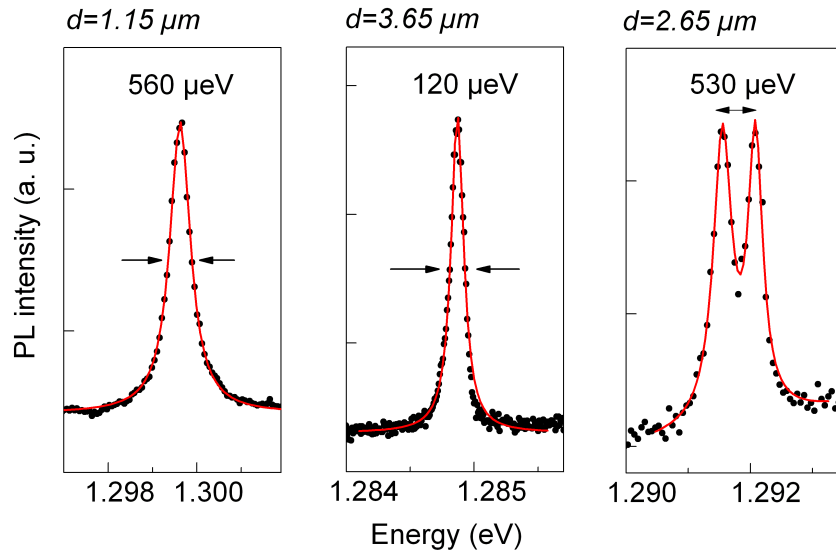


FIG. 3.49 – Largeurs à mi-hauteur de différents modes de galerie obtenus sur micropiliers.

Pour vérifier que la méthode simple utilisée pour décrire le comportement du facteur de qualité de modes de galerie en fonction du diamètre sur nos microdisques reportés est bien robuste vis à vis du type d'objet étudié, nous l'avons appliquée à nos modes de galerie de micropiliers (figure 3.50). Sur cette courbe, seuls sont représentés les modes résonnants à plus basse énergie, pour lesquels la puissance excitatrice blanchit l'absorption des boîtes. Comme on le constate ici, la moyenne de nos facteurs de qualité aux gros diamètres se situe aux alentours de 6000/7000, même si nous avons pu observer ponctuellement des pics vers 10000 (figure 3.49). Là encore, il faut souligner que nous nous approchons de la limite de résolution de notre spectromètre avec le réseau utilisé (600 traits), et qu'il est possible que nous sous-estimions donc légèrement les vrais facteurs de qualité aux gros diamètres.

Le calcul du facteur de qualité intrinsèque a été effectué par A.Morand (IMEP) en tenant compte de nos paramètres de cavité. Le terme de diffusion,  $Q_{diff}$  a été obtenu d'après la formule 3.16. Comme on le constate, les effets conjoints des termes intrinsèque et de diffusion rendent assez bien compte du comportement observé. Nous avons donc ici un élément supplémentaire pour confirmer la validité de notre modélisation très simple de cette dépendance.



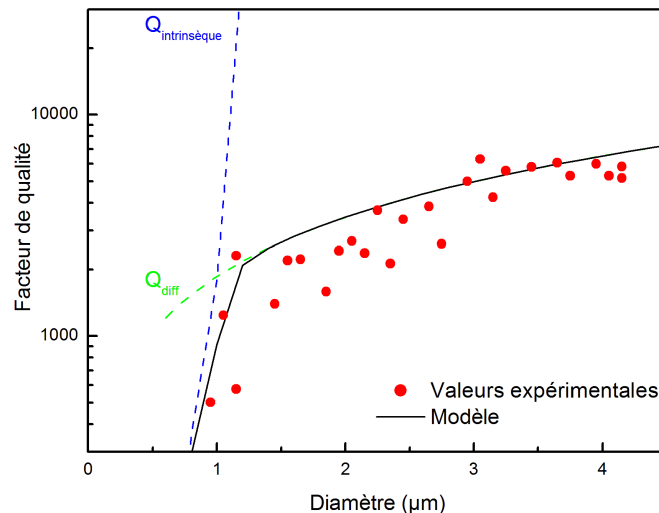


FIG. 3.50 – Facteurs de qualité expérimentaux en fonction du diamètre et modélisation (en noir) à l'aide d'un terme de diffusion (en vert) et du calcul de pertes intrinsèques (en bleu).

### Volume effectif et facteur de Purcell

La figure 3.51 donne un aperçu des volumes effectifs calculés pour les modes de galerie dans les micropiliers, comparés à la loi de variation de volumes effectifs de modes de micropiliers observée dans [46], et du calcul de volume effectif pour une structure de même épaisseur de type microdisque.

Cette figure souligne l'intérêt d'utiliser des modes de galerie aux grands diamètres plutôt que les modes standards de micropilier : les volumes effectifs sont en effet quasiment deux fois plus petits. Si maintenant on compare les facteurs de Purcell de modes de galerie de nos micropiliers avec ceux de nos microdisques reportés sur saphir (à facteurs de qualité comparables, cf figure 3.26), on obtient sans surprise un effet plus marqué pour les microdisques, la différence entre les deux cas provenant majoritairement du meilleur confinement selon  $z$  pour ces derniers, ce qui en diminue le volume effectif (cf figure 3.52).

Les microdisques reportés gardent donc un intérêt de ce point de vue. D'un autre côté, la grande simplicité des spectres de modes de galerie de micropiliers, qui en permet une identification et un contrôle en fonction du diamètre beaucoup plus simple, reste un atout majeur. On peut également souligner une fabrication aujourd'hui très bien maîtrisée, qui permet notamment d'envisager facilement la mise en place d'un pompage électrique pour les modes de galerie dans ces structures.

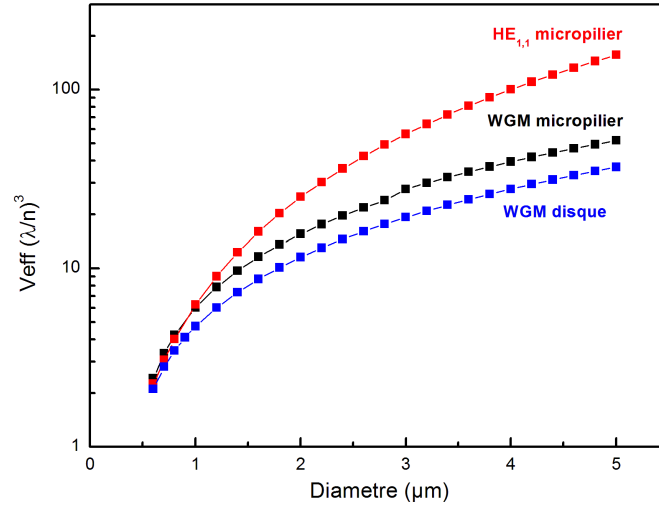


FIG. 3.51 – Comparaison des volumes effectifs de modes de galerie dans les micropiliers (en noir), de modes de galerie dans un microdisque suspendu de même épaisseur que notre couche de micropilier (en bleu) et du volume effectif du mode fondamental de micropilier (en rouge).

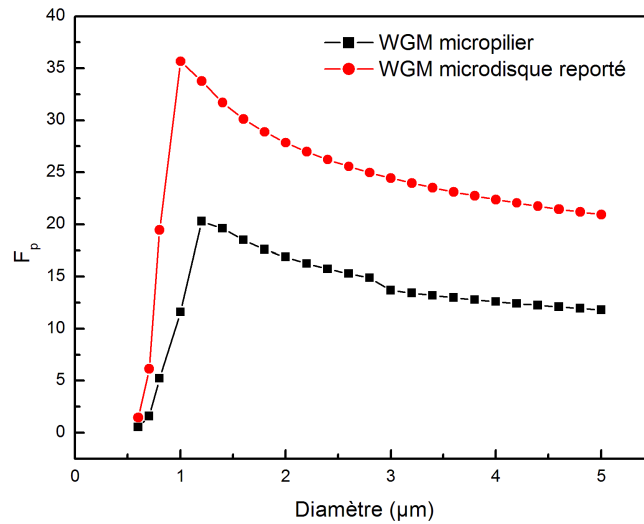


FIG. 3.52 – Facteur de Purcell calculé à partir du modèle de facteur de qualité et du volume effectif occupé par les modes de galerie dans les micropiliers, comparé au facteur de Purcell de nos microdisques reportés sur saphir, ayant des facteurs de qualité comparables.

### 3.3.4 Etudes en puissance : échauffement et premières expériences sur l'effet laser pour les modes de galerie de micropiliers

D'après leur géométrie, les micropiliers supportant des modes de galerie devraient être, tout comme les microdisques reportés sur saphir, de meilleurs candidats du point de vue évacuation thermique que les microdisques sur pied. Cela devrait donc se traduire par la possibilité d'observer des effets intéressants en puissance. Nous avons donc suivi la même démarche que celle exposée précédemment pour les microdisques, en suivant l'évolution des caractéristiques de raies de résonance en fonction de la puissance.

Les résultats exposés ici concernent un micropilier de diamètre nominal  $3,5\mu\text{m}$ . La figure 3.53 donne un spectre étendu de ce pilier, ainsi que le nombre azimutal correspondant aux modes observés ( $TE_{1,1,m}$ ).

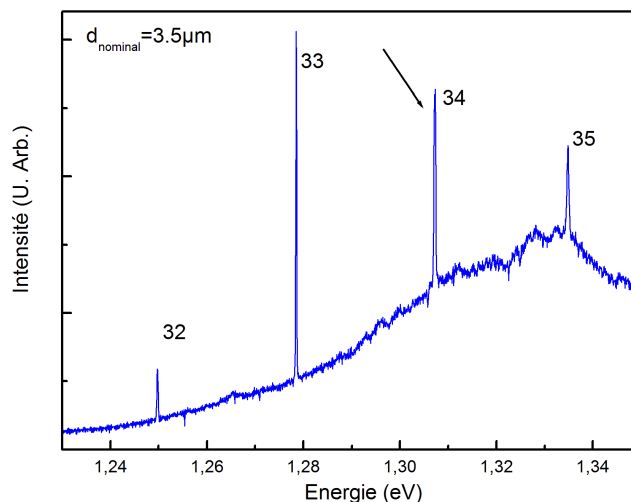


FIG. 3.53 – Spectre général du micropilier de  $3,5\mu\text{m}$  de diamètre étudié en puissance. La raie de résonance étudiée correspond au mode  $TE_{1,1,34}$ .

La raie à laquelle nous allons nous intéresser ici est indexée  $TE_{1,1,34}$ , et repérée par une flèche sur la figure 3.53. Un réseau plus résolu (1800 traits) nous indique que cette raie est en réalité double. D'après leur écart (environ  $0.25\text{meV}$ ) ainsi que la nature très simple des spectres de nos micropiliers, ce dédoublement est probablement dû à la présence de défauts ou de rugosité de surface à la périphérie du disque, levant les dégénérescences des ondes propageantes et contre-propageantes [19]. La figure 3.54.a présente l'allure des spectres obtenus en puissance sur ces raies.

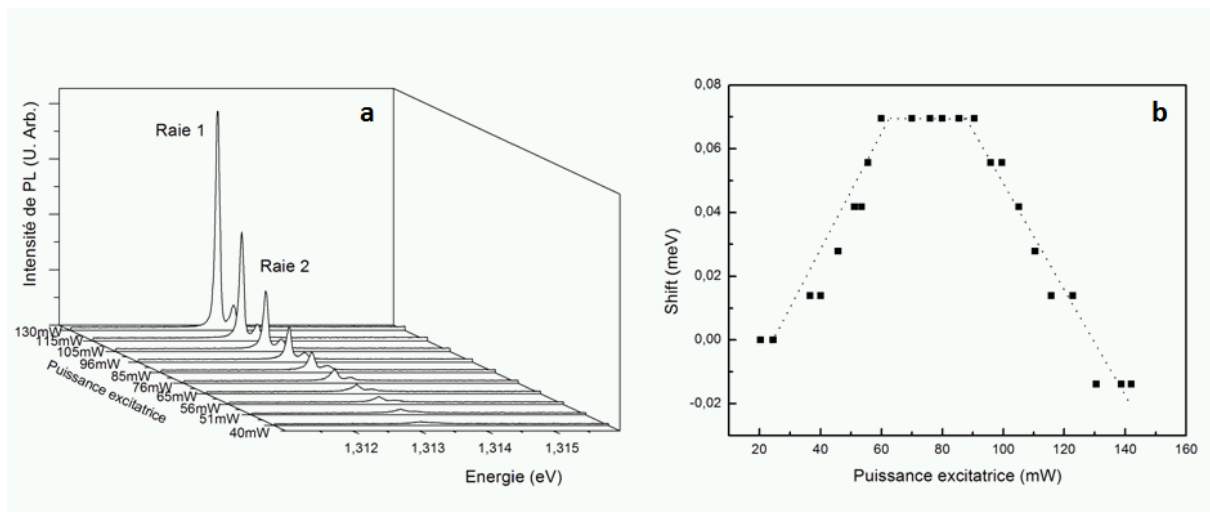


FIG. 3.54 – a) : spectres en puissance de la raie double du mode  $TE_{1,1,34}$ ; b) : Décalage du doublet en fonction de la puissance.

### Echauffement des micropiliers

Dans un premier temps, nous nous intéressons au décalage des raies en fonction de la puissance, de façon à évaluer les effets de charges (décalage vers le bleu) et de température (décalage vers le rouge). La figure 3.54.b présente les décalages obtenus, qui sont similaires pour les deux raies du doublet.

On constate que les décalages ont une amplitude faible comparativement à ceux observés sur les microdisques, pour des puissances excitatrices *a priori* bien plus importantes. Il faut noter à ce stade que les puissances excitatrices ne sont pas directement comparables entre les deux types d'expériences, puisqu'ici le masque de nickel est en place : l'excitation se fait par les flancs, et la puissance excitatrice effective est sans aucun doute bien moindre que la puissance incidente mesurée. On observe cependant que les raies considérées se décalent dans un premier temps vers le bleu, puis vers le rouge : les effets de charges sont prédominants dans un premier temps, puis l'échauffement prend le dessus. Ainsi, on se situe dans un régime intermédiaire par rapport aux cas précédents de microdisques reportés. Pour s'en convaincre, nous allons nous intéresser à l'élargissement des raies.

### Effets d'élargissements des raies de WGMs dans les micropiliers

L'étude des facteurs de qualité nous montre un comportement comparable à celui des microdisques collés directement, comme le montre la figure 3.55. Pour des raisons de clarté, seul celui de la raie à plus basse énergie du doublet est représenté ici, l'autre ayant un comportement similaire. On observe dans un premier temps un affinement des raies (donc une augmentation du facteur de qualité), suivi d'un plateau pour lequel le facteur de qualité de la raie avoisine les 20000.

Encore une fois, nous n'avons pas été en mesure d'observer d'élargissement dans les gammes

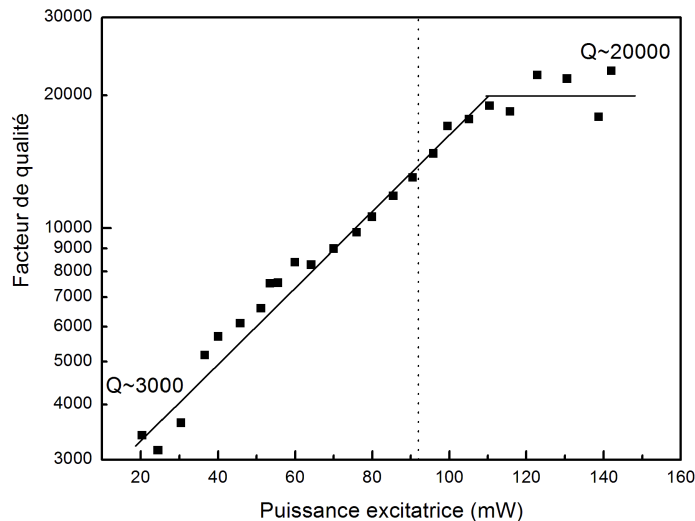


FIG. 3.55 – Evolution des facteurs de qualité de la raie de plus basse énergie en fonction de la puissance excitatrice.

de puissances auxquelles nous avons eu accès. Ceci accrédite donc l'hypothèse d'une meilleure évacuation thermique que dans le cas du microdisque suspendu, grâce à la présence du cylindre constitué par les miroirs de Bragg qui permet de mieux dissiper la chaleur.

### Effet laser pour les modes de galerie de micropiliers

Voyons maintenant si l'on observe l'effet laser. Pour cela nous nous intéressons aux variations d'intensité intégrée en fonction de la puissance excitatrice (figure 3.56), que nous comparons à l'intensité des boîtes hors résonance, toujours pour la raie de plus basse énergie. Le comportement observé ici est caractéristique de l'effet laser : on observe un régime surlinéaire au delà d'un seuil évalué à  $92mW$ .

La valeur du facteur de qualité au seuil laser nous permet d'évaluer le facteur de qualité de la cavité vide. D'après la figure 3.55, celui-ci est voisin de 13000 pour les deux raies. Soulignons encore une fois que pour des modes de galerie présentant un comportement laser avec des facteurs de qualité comparables, les résultats de *Peter et. al.* sont quantitativement différents, puisqu'un élargissement des raies est observé juste après le passage du seuil laser. Ainsi, les effets thermiques semblent jouer un rôle très important.

Notons également à titre indicatif que la raie indexée  $TE_{1,1,33}$ , aussi étudiée en puissance, présente des caractéristiques très similaires à la raie étudiée ici, avec cependant un seuil laser plus élevé ( $120mW$ ). Du fait de l'élargissement inhomogène de la courbe de gain des boîtes quantiques, plusieurs modes de galerie peuvent laser indépendamment les uns des autres. Cette géométrie est donc particulièrement intéressante pour réaliser des laser multimodes, avec une séparation spectrale entre modes bien définie.

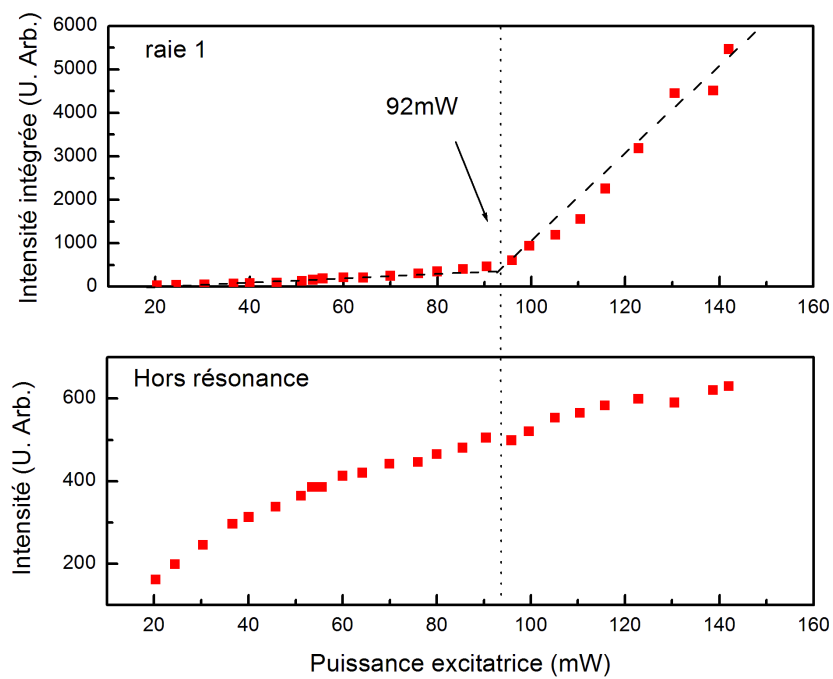


FIG. 3.56 – Effet laser observé sur la raie de plus basse énergie, comparé à l'évolution d'intensité des boîtes hors résonance. Le seuil est estimé à 92mW.

### 3.3.5 Vers de nouveaux dispositifs?

L'observation des deux types de modes résonnants au sein de micropiliers ouvre la voie à des perspectives originales du point de vue dispositifs. On est en effet ici en mesure d'exploiter les trois directions de l'espace. On peut penser par exemple à des microlasers émettants à la fois latéralement et longitudinalement, voire même à contrôler la direction dans laquelle notre structure lase. On peut également imaginer utiliser la direction verticale de façon passive (multiplexeur, démultiplexeur) et l'autre comme dispositif actif, en choisissant bien la position des résonances longitudinales par rapport aux modes de galerie et à la position des émetteurs. Outre ces considérations, plusieurs améliorations intéressantes pourraient être apportées aux lasers à modes de galerie ou encore aux sources de photons uniques grâce à l'utilisation d'une telle géométrie.

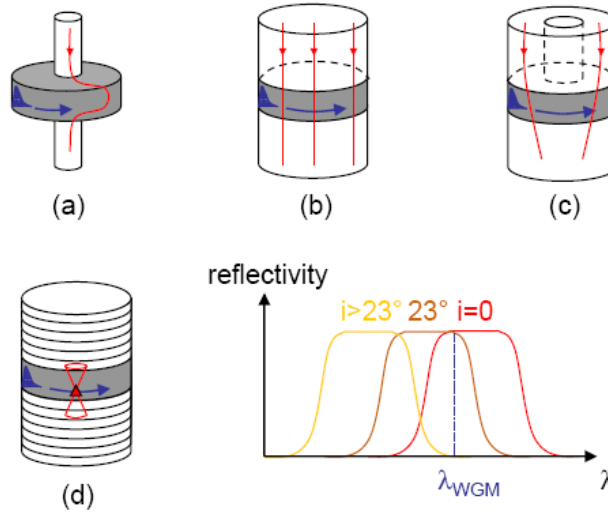


FIG. 3.57 – Quelques implémentations de la structure de microdisque à modes de galerie. a) géométrie classique pour pompage électrique b) et c) utilisation de la géométrie “pilier” sans miroirs de Bragg d) utilisation des miroirs pour contrôler l’angle d’incidence d’une partie des photons émis dans les modes de fuite. La réflectivité du Bragg est maximale sur une plage de  $23^\circ$  pour la longueur d’onde du mode de galerie située côté haute énergie de la stop-band.

Comme on l’a souligné précédemment, les microdisques “classiques”, dans leur géométrie à pied, présentent un échauffement important qui limite leurs caractéristiques (par exemple du point de vue du seuil laser, différent selon l’échauffement de la structure [26]). En utilisant le principe du micropilier (sans forcément utiliser des miroirs de Bragg), on est capable de limiter cet échauffement, de simplifier la structure modale des microdisques, tout en facilitant les opérations de prises de contact pour le pompage électrique, aux prix d’une légère augmentation du volume modal (multiplié par deux). En optimisant le design d’un tel objet, on pourrait même améliorer l’injection électrique de porteurs, par exemple par la fabrication d’un trou dans la partie supérieure du pilier (figure 3.57).

On peut également tirer parti des miroirs de Bragg, en exploitant leur contrôle angulaire sur les photons (figure 3.57). En choisissant les épaisseurs des Bragg de façon à ce que le mode de galerie qui nous intéresse se situe du côté haute énergie de la stop-band en incidence normale, on est capable d'inhiber l'émission des boîtes quantiques dans cette stop-band sur une plage d'angles d'incidence entre 0 et  $23^\circ$ , pour les modes TE et TM. En considérant les angles solides correspondants, l'émission spontanée dans les modes de fuite devrait être réduite de près de 20%, améliorant le facteur de couplage aux modes  $\beta$ .



### 3.4 Conclusion et perspectives

Dans cette partie nous avons abordé le phénomène de modes de galerie, à travers deux objets de géométries originales, d'une part le microdisque reporté par collage, et d'autre part le micropilier à miroirs de Bragg. Nous avons mis au point une méthode de fabrication de microdisques reportés qui permet de nous affranchir du pied des microdisques suspendus. En choisissant le saphir comme substrat de report, les propriétés de confinement optique sont très peu modifiées par rapport au cas suspendu, et il est possible de réduire facilement les diamètres des microdisques. L'étude de la qualité de ces résonateurs nous a permis via un modèle très simple de montrer que nous pouvons atteindre un régime où les pertes intrinsèques deviennent non négligeables, nous permettant par la même occasion d'évaluer pour nos structures le diamètre maximisant le facteur de Purcell de ces structures, et donc les effets de couplage. Ce diamètre, proche de  $1\mu\text{m}$  dans les cas étudiés est difficilement accessible pour un microdisque à pied. D'autre part, nous avons montré via la comparaison de différents types de collages, qu'une bien meilleure évacuation thermique est obtenue dans le cas du collage direct, permettant entre autres d'observer l'effet laser pour des structures de faibles facteurs de qualité. Parallèlement à cela, nous avons également mis en évidence la coexistence de modes de galerie et de modes longitudinaux dans des résonateurs de type micropiliers. Ces résonances, dont les meilleurs facteurs de qualité correspondent à l'état de l'art sur les microdisques (12000 au blanchiment) ont montré des comportements lasers multimodes très intéressants, tout en ayant les caractéristiques d'une bonne évacuation thermique. Ces éléments en font une alternative très intéressante aux microdisques, en particulier pour la simplicité observée dans les spectres de ces objets. D'autre part, la possibilité d'exploiter à la fois les deux types de résonances pourrait ouvrir la voie à des expériences originales.



# Bibliographie

- [1] H. B. Lin, A. L. Huston, B. J. Justus, and A. J. Campillo. Some characteristics of a droplet whispering-gallery-mode laser. *Opt. Lett.*, 11(10):614, 1986.
- [2] A. J. Campillo, J. D. Eversole, and H-B. Lin. Cavity quantum electrodynamic enhancement of stimulated emission in microdroplets. *Phys. Rev. Lett.*, 67(4):437–440, Jul 1991.
- [3] V. B. Braginsky, M. L. Gorodetsky, and V. S. Ilchenko. Quality-factor and nonlinear properties of optical whispering-gallery modes. *Physics Letters A*, 137:393–397, May 1989.
- [4] G. Mie. Beitrage zur optik truber medien, speziell kolloidaler. *Ann. Phys.*, 25:337, 1908.
- [5] Lord Rayleigh. The problem of the whispering gallery. *Scientific Paper*, 5:617, 1912.
- [6] S. L. McCall, A. F. J. Levi, R. E. Slusher, S. J. Pearton, and R. A. Logan. Whispering-gallery mode microdisk lasers. *Applied Physics Letters*, 60(3):289–291, 1992.
- [7] R. E. Slusher, A. F. J. Levi, U. Mohideen, S. L. McCall, S. J. Pearton, and R. A. Logan. Threshold characteristics of semiconductor microdisk lasers. *Applied Physics Letters*, 63(10):1310–1312, 1993.
- [8] Toshihide Ide, Toshihiko Baba, Jun Tatebayashi, Satoshi Iwamoto, Toshihiro Nakaoka, and Yasuhiko Arakawa. Lasing characteristics of inas quantum-dot microdisk from 3 k to room temperature. *Applied Physics Letters*, 85(8):1326–1328, 2004.
- [9] Zhaoyu Zhang, Lan Yang, Victor Liu, Ting Hong, Kerry Vahala, and Axel Scherer. Visible submicron microdisk lasers. *Applied Physics Letters*, 90(11):111119, 2007.
- [10] Alain Morand, Kien Phan-Huy, Bruno Martin, Fanny Bredillot, David Amans, Pierre Benech, Jérémy Verbert, Emmanuel Hadji, and Jean-Marc Fedeli. Compact add-and-drop and wavelength filter based on microdisk on soi substrate. *Silicon Photonics*, 6125(1):61250R, 2006.
- [11] Prakash Koonath, Tejaswi Indukuri, and Bahram Jalali. Add-drop filters utilizing vertically coupled microdisk resonators in silicon. *Applied Physics Letters*, 86(9):091102, 2005.
- [12] Ming-Chang M. Lee and Ming C. Wu. Variable bandwidth of dynamic add-drop filters based on coupling-controlled microdisk resonators. *Optics Letters*, 31(16):2444–2446, 2006.
- [13] J. M. Gerard and B. Gayral. Inas quantum dots: artificial atoms for solid-state cavity-quantum electrodynamics. *Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures*, 9:131–139, Jan 2001.
- [14] T.-D. Lee, P.-H. Cheng, J.-S. Pan, R.-S. Tsai, Y. Lai, and K. Tai. Far-field emission narrowing effect of microdisk lasers. *Applied Physics Letters*, 72(18):2223–2225, 1998.
- [15] J. Renner, L. Worschech, A. Forchel, S. Mahapatra, and K. Brunner. Whispering gallery

- modes in high quality znse/znmgsse microdisks with cdse quantum dots studied at room temperature. *Applied Physics Letters*, 89(9):091105, 2006.
- [16] E. Peter, A. Dousse, P. Voisin, A. Lemaître, D. Martrou, A. Cavanna, J. Bloch, and P. Senellart. Highly directional radiation pattern of microdisk cavities. *Applied Physics Letters*, 91(15):151103, 2007.
  - [17] Y. Xu, R. K. Lee, and A. Yariv. Finite-difference time-domain analysis of spontaneous emission in a microdisk cavity. *Phys. Rev. A*, 61:033808–10, 2000.
  - [18] N. C. Frateschi and A. F. J. Levi. The spectrum of microdisk lasers. *J. Appl. Phys.*, 80:644–653, 1996.
  - [19] Matthew Borselli, Thomas Johnson, and Oskar Painter. Beyond the rayleigh scattering limit in high-q silicon microdisks: theory and experiment. *Opt. Express*, 13(5):1515–1530, 2005.
  - [20] B. E. Little and S. T. Chu. Estimating surface-roughness loss and output coupling in microdisk resonators. *Optics Lett.*, 21:1390–1392, 1996.
  - [21] A. F. J. Levi, R. E. Slusher, S. L. McCall, J. L. Glass, S. J. Pearton, and R. A. Logan. Directional light coupling from microdisk lasers. *Applied Physics Letters*, 62(6):561–563, 1993.
  - [22] Masayuki Fujita and Toshihiko Baba. Microgear laser. *Applied Physics Letters*, 80(12):2051–2053, 2002.
  - [23] M. Fujita, A. Sakai, and T. Baba. Ultrasmall and ultralow threshold gainasp-inp microdisk injection lasers: design, fabrication, lasing characteristics, and spontaneous emission factor. *IEEE J. Sel. Top. Quant. Electron.*, 5:673–681, 1999.
  - [24] Lidong Zhang and E. Hu. Lasing from ingaas quantum dots in an injection microdisk. *Applied Physics Letters*, 82(3):319–321, 2003.
  - [25] L. Zhang and E. Hu. Lasin emission of ingaas quantum dot microdisk diode. *IEEE Photonics Technology Letters*, 16(1):1041–1135, 2004.
  - [26] Kartik Srinivasan, Matthew Borselli, Thomas J. Johnson, Paul E. Barclay, Oskar Painter, Andreas Stintz, and Sanjay Krishna. Optical loss and lasing characteristics of high-quality-factor algaas microdisk resonators with embedded quantum dots. *Applied Physics Letters*, 86(15):151106, 2005.
  - [27] S.M.K.Thiyagarajan, A.F.J.Levi, C.K.Lin, I.Kim, P.D.Dapkus, and S.J.Pearton. Continuous room temperature operation of optically pumped ingaas/ingaasp microdisk laser. *Electronics Letters*, 34(24):2333, 1998.
  - [28] E. Peter, I. Sagnes, G. Guirleo, S. Varoutsis, J. Bloch, A. Lemaître, and P. Senellart. High-q whispering-gallery modes in gaas/alox microdisks. *Applied Physics Letters*, 86(2):021103, 2005.
  - [29] J. M. Gérard, D. Barrier, J. Y. Marzin, R. Kuszelewicz, L. Manin, E. Costard, V. Thierry-Mieg, and T. Rivera. Quantum boxes as active probes for photonic microstructures: The pillar microcavity case. *Appl. Phys. Lett.*, 69:449–451, 1996.
  - [30] B. Gayral, J. M. Gérard, A. Lemaître, C. Dupuis, L. Manin, and J. L. Pelouard. High-q wet-etched gaas microdisks containing inas quantum boxes. *Appl. Phys. Lett.*, 75:1908–1910, 1999.

- [31] A. J. Tang, K. Sadra, and B. G. Streetman. Selective etching of  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  and  $\text{In}(\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x})\text{As}$  alloys in succinic acid- hydrogen peroxide solutions. *Journal of The Electrochemical Society*, 140(5):L82–L83, 1993.
- [32] Eli Yablonovitch, T. Gmitter, J. P. Harbison, and R. Bhat. Extreme selectivity in the lift-off of epitaxial  $\text{GaAs}$  films. *Applied Physics Letters*, 51(26):2222–2224, 1987.
- [33] Y.-R. Nowicki-Bringuier. Fabrication et étude optique de microdisques semiconducteurs à boîtes quantiques, 2004.
- [34] I. C. Robin, R. André, A. Balocchi, S. Carayon, S. Moehl, J. M. Gérard, and L. Ferlazzo. Purcell effect for  $\text{CdSe/ZnSe}$  quantum dots placed into hybrid micropillars. *Applied Physics Letters*, 87(23):233114, 2005.
- [35] I.-C. Robin. *Croissance et contrôle de l'émission spontanée de boîtes quantiques semiconductrices  $\text{CdSe/ZnSe}$  placées en microcavités optiques*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, 2005.
- [36] C. P. Michael, K. Srinivasan, T. J. Johnson, O. Painter, K. H. Lee, K. Hennessy, H. Kim, and E. Hu. Wavelength- and material-dependent absorption in  $\text{GaAs}$  and  $\text{AlGaAs}$  microcavities. *Applied Physics Letters*, 90(5):051108, 2007.
- [37] E. Peter. *Couplage fort exciton-photon pour une boîte quantique de  $\text{GaAs}$  en microdisque*. PhD thesis, Université Paris XI, 2005.
- [38] T. Rivera, J.-P. Debray, J. M. Gérard, B. Legrand, L. Manin-Ferlazzo, and J. L. Oudar. Optical losses in plasma-etched  $\text{AlGaAs}$  microresonators using reflection spectroscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 74:911–913, 1999.
- [39] Philip J. Harding, Tijmen G. Euser, Yoanna-Reine Nowicki-Bringuier, Jean-Michel Gérard, and Willem L. Vos. Dynamical ultrafast all-optical switching of planar  $\text{GaAs}/\text{AlAs}$  photonic microcavities. *Applied Physics Letters*, 91(11):111103, 2007.
- [40] J. S. Blakemore. Semiconducting and other major properties of gallium arsenide. *J. Appl. Phys.*, 53:R123–R181, 1982.
- [41] B. Gayral. *Controlling spontaneous emission dynamics in semiconductor microcavities*. Annales de Physique, Volume 26, No2. EDP Sciences, Les Ulis, 2001.
- [42] Y.-R. Nowicki-Bringuier, J. Claudon, C. Böckler, S. Reitzenstein, M. Kamp, A. Morand, A. Forchel, and J. M. Gérard. High Q whispering gallery modes in  $\text{GaAs}/\text{AlAs}$  pillar microcavities. *Opt. Express*, 15(25):17291–17304, 2007.
- [43] V. Astratov, S. Yang, S. Lam, B. D. Jones, D. Sanvitto, D. M. Whittaker, A. M. Fox, M. S. Skolnick, A. Tahraoui, P. W. Fry, and M. Hopkinson. Whispering gallery resonances in semiconductor micropillars. *Appl. Phys. Lett.*, 91:071115–3, 2007.
- [44] H. Rigneault, J. Broudic, B. Gayral, and J. M. Gérard. Far-field radiation from quantum boxes located in pillar microcavities. *Opt. Lett.*, 26(20):1595–1597, 2001.
- [45] S. Cortez, O. Krebs, P. Voisin, and J. M. Gérard. Polarization of the interband optical dipole in  $\text{InAs}/\text{GaAs}$  self-organized quantum dots. *Phys. Rev. B*, 63(23):233306, May 2001.
- [46] H. Benisty, J.M. Gérard, R. Houdré, J. Rarity, and C. Weisbuch. *Confined photon systems: fundamental and applications*. Springer-Verlag Berlin, 1999.



## Chapitre 4

# Micropiliers à flancs métalliques : vers l'inhibition de l'Emission Spontanée

Nous nous sommes intéressés aux micropiliers à flancs métallisés dans le but d'entreprendre une approche originale pour augmenter l'efficacité des sources de photons uniques. En effet, schématiquement, celle-ci est limitée par deux phénomènes : quelques photons peuvent être émis spontanément dans les modes de fuite du micropilier, et non pas dans le mode résonnant de la cavité, ou encore les photons peuvent être diffractés hors de la cavité par les rugosités sur les bords du pilier. En agissant sur ce type de sources de pertes, on peut espérer une augmentation considérable du rendement de ces objets. Dans un micropilier, l'effet Purcell, ou exaltation de l'émission spontanée, exploite l'augmentation de la densité de modes électromagnétiques due à des résonances verticales à certaines longueurs d'ondes. Ici, nous nous intéressons au cas des modes non-résonnants, et à l'inhibition de l'émission spontanée de la boîte quantique. Dans un article relativement récent, *Bayer et al.* [1] ont montré qu'il était possible de diminuer d'un facteur 10 le taux d'émission spontanée d'émetteurs hors résonance, en métallisant les flancs de micropiliers avec de l'or. Si ces résultats sont confirmés, la perspective d'utiliser de tels objets comme source de photons uniques pourrait être très séduisante. Cependant, jusqu'à aujourd'hui, aucune étude détaillée sur l'influence du métal sur les modes résonnants des micropiliers n'a été réalisée. En particulier, et avant de nous intéresser à la problématique de l'inhibition, nous avons voulu caractériser de façon fiable l'effet du métal sur les résonances des micropiliers. C'est ce que nous présentons dans le chapitre suivant.

### 4.1 Quelques aspects généraux des micropiliers

Ce sont Jewell et. al qui à la fin des années 80 [2] ont introduit l'idée de microstructurer latéralement des cavités de type DBR (Distributed Bragg Reflector) afin de tirer parti des effets de confinement tridimensionnel du champ électromagnétique (cf figure 4.1). Les études systématiques des modes résonnants de ce type d'objet ont été par la suite initiées au milieu des années 90 par *Gérard et al.* [3] et *Reithmaier et al.* [4].

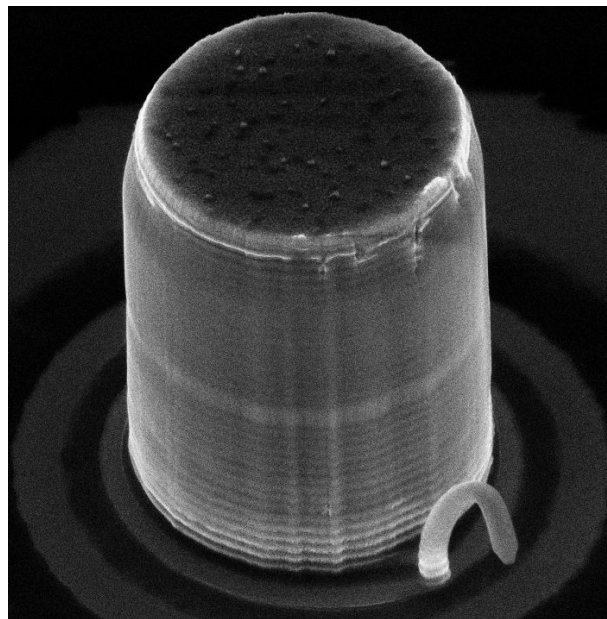


FIG. 4.1 – Image obtenue au microscope électronique à balayage d'un pilier de  $4\mu\text{m}$  de diamètre

Dans un micropilier, les photons des modes résonnants sont guidés le long de l'axe du cylindre par réflexion totale interne, tandis que le confinement selon  $z$  est réalisé par les miroirs de Bragg. Tout comme pour les microdisques, la résolution complète des équations de Maxwell pour des micropiliers nécessite l'utilisation de méthodes numériques de types différences finies. Cependant, les modes résonnants verticaux auxquels nous nous intéressons peuvent être décrits analytiquement avec une bonne précision en partant des modes guidés, puis en introduisant le confinement vertical par les miroirs de Bragg. La méthode que nous avons utilisée a été développée par *Gérard et al.* [3], et les calculs présentés dans cette thèse ont été effectués grâce aux programmes de B. Gayral [5] et I-C. Robin [6]. Leur approche consiste à déterminer dans un premier temps les modes guidés d'un guide d'onde en GaAs infini suivant la direction  $z$ . Le confinement latéral a alors pour effet de changer l'indice effectif de la couche, qui varie en fonction du mode guidé. Les modes confinés du micropilier sont alors obtenus en introduisant un confinement supplémentaire dans la direction  $z$ , dû aux miroirs de Bragg.

### Guide d'onde circulaire infini

Nous allons rappeler très brièvement dans cette partie les propriétés du champ électromagnétique dans un guide d'onde circulaire infini. Nous renvoyons le lecteur intéressé par plus de détails à des ouvrages plus complets [7]. Nous considérons ici les modes propagatifs dans la direction  $z$ , en coordonnées cylindriques  $(r, \theta, z)$  (cf figure 4.2).

La forme générale du champ électromagnétique s'écrit alors :



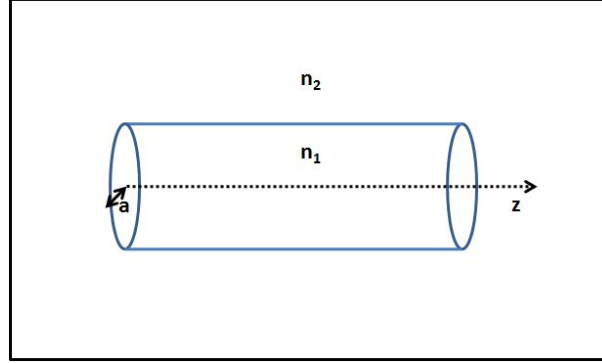


FIG. 4.2 – Géométrie du guide d'onde infini suivant  $z$ . Le rayon du guide est  $a$ , l'intérieur d'indice  $n_1$ , l'extérieur d'indice  $n_2$ .

$$\begin{Bmatrix} \vec{E}(\vec{r}, t) \\ \vec{H}(\vec{r}, t) \end{Bmatrix} = \begin{Bmatrix} \vec{E}(\vec{r}, \theta) \\ \vec{H}(\vec{r}, \theta) \end{Bmatrix} e^{i(\omega t - \beta z)} \quad (4.1)$$

Il est possible de décrire l'indice effectif du mode guidé suivant  $z$  en fonction de la constante de propagation  $\beta$  par  $n_{eff} = \frac{\beta c}{\omega}$ . L'équation d'onde des composantes du champ suivant l'axe du guide s'écrit :

$$\left( \Delta + \frac{\omega^2 n^2(r)}{c^2} \right) \begin{Bmatrix} E_z(r, \theta) \\ H_z(r, \theta) \end{Bmatrix} = 0 \quad (4.2)$$

L'opérateur Laplacien est pris ici en coordonnées cylindriques :

$$\Delta = \frac{\partial^2}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2}{\partial \theta^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2}$$

L'équation d'onde développée en coordonnées circulaires est alors séparable en  $r$  et  $\theta$ , et la solution générale est de la forme :

$$\begin{Bmatrix} E_z(r, \theta) \\ H_z(r, \theta) \end{Bmatrix} = \Psi(r) e^{\pm i l \theta} \quad (4.3)$$

où  $l$  est un entier positif. Pour un même profil de champ  $\Psi(r)$ , on obtient donc deux dépendances angulaires possibles, selon le signe choisi pour l'exponentielle de l'équation 4.3. La réinjection de l'équation 4.3 dans 4.2 permet alors de se ramener à une équation différentielle de type Bessel pour  $\Psi(r)$ :

$$\frac{\partial^2 \Psi(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \Psi(r)}{\partial r} + \left( k^2 - \beta^2 - \frac{l^2}{r^2} \right) \Psi(r) = 0 \quad (4.4)$$

Celle-ci peut être résolue dans le coeur et dans la gaine, et permet de remonter aux composantes  $E_z$  et  $H_z$ . Les équations de Maxwell permettent alors de déduire les composantes manquantes

radiales et azimutales. En écrivant les profils dans le guide ( $r < a$ ) et dans la gaine ( $r > a$ ), et en gardant à l'esprit que les conditions de continuité du champ à l'interface air-semiconducteur doivent être respectées (continuité des composantes tangentielles), le problème se ramène finalement à la résolution de l'équation suivante :

$$\left( \frac{J'_l(ha)}{haJ_l(ha)} + \frac{K'_l(qa)}{qaK_l(qa)} \right) \left( \frac{n_1^2 J'_l(ha)}{haJ_l(ha)} + \frac{n_2^2 K'_l(qa)}{qaK_l(qa)} \right) = l^2 \left[ \left( \frac{1}{qa} \right)^2 + \left( \frac{1}{ha} \right)^2 \right] \left( \frac{\beta}{k_0} \right)^2 \quad (4.5)$$

où  $n_1$  est l'indice du semiconducteur,  $n_2$  l'indice extérieur (ici l'indice de l'air),  $J_l$  et  $K_l$  sont les fonctions de Bessel de première et deuxième espèce,  $h^2 = n_1^2 k_0^2 - \beta^2$  et  $q^2 = \beta^2 - n_2^2 k_0^2$  où  $k_0 = \frac{\omega}{c}$ .

Pour une valeur fixée de  $l$ , cette équation permet de déterminer les différentes solutions discrètes pour  $\beta$ . Celles-ci sont alors indexées par un nombre entier  $n$ , valant 1 pour la solution de  $ha$  le plus faible puis augmentant de 1 à chaque solution suivante. Contrairement au problème d'optique guidée en géométrie planaire, les composantes  $E_z$  et  $H_z$  ne s'annulent généralement pas (sauf le cas particulier  $l = 0$  qui est TE), ce qui rend impossible une classification de type TE (transverse électrique ou mode H, champ  $\vec{E}$  perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde) ou TM (transverse magnétique ou mode E, champ  $\vec{H}$  perpendiculaire à la direction de propagation de l'onde). Cependant, il est courant de distinguer ces modes en fonction de leur tendance à être plus TE ou plus TM, en comparant l'amplitude des composantes  $E_z$  et  $H_z$ . Les modes sont dits HE quand la composante  $E_z$  est plus petite que la composante  $H_z$  (c'est donc un mode à "tendance" TE) et EH quand à l'inverse la composante  $H_z$  est inférieure à  $E_z$ . On obtient donc finalement une classification des modes qui sont  $HE_{l,n}$  ou  $EH_{l,n}$ . Notons qu'il existe toujours au moins une valeur propre de  $\beta$  pour  $l = 1$ , correspondant au mode  $HE_{1,1}$ . Ce mode correspond à l'indice effectif le plus élevé, donc le plus confiné dans le guide d'onde. Par convention, il est appelé "mode fondamental".

### Principe du passage aux modes confinés de micropiliers

Pour déterminer les modes confinés d'un micropilier à partir des modes guidés du guide d'onde circulaire infini, il faut introduire le confinement supplémentaire dans l'axe du guide, dû aux miroirs de Bragg. Rappelons que ceux-ci sont constitués d'un empilement de couches de matériaux d'indices voisins (ici GaAs et AlAs), d'épaisseurs  $L_i = \frac{\lambda}{4n_i}$  où  $n_i$  est l'indice du matériau considéré, tandis que la cavité résonnante est généralement d'épaisseur  $L = \frac{\lambda}{n_i}$  (cavité dite alors "cavité  $\lambda$ "). Idéalement, pour construire le mode confiné de la cavité à partir des modes guidés, il faut écrire les conditions de continuité du champ à chaque interface GaAs/AlAs, et donc projeter chaque mode sur tous les autres modes guidés à chaque interface, ce qui nécessite un traitement numérique lourd. Les programmes que nous avons utilisés pour les calculs effectués dans cette partie simplifient ce problème en supposant qu'à chaque interface un mode guidé se couple uniquement au même mode guidé dans l'autre matériau, ce qui est justifié par le fait que le profil des modes guidés est quasiment le même dans les couches de GaAs et d'AlAs. Le calcul du champ électrique suivant  $z$  est alors effectué en utilisant le formalisme des matrices de transfert utilisé pour les cavités planaires [8], en remplaçant l'indice de chaque couche par l'indice effectif du mode guidé considéré.

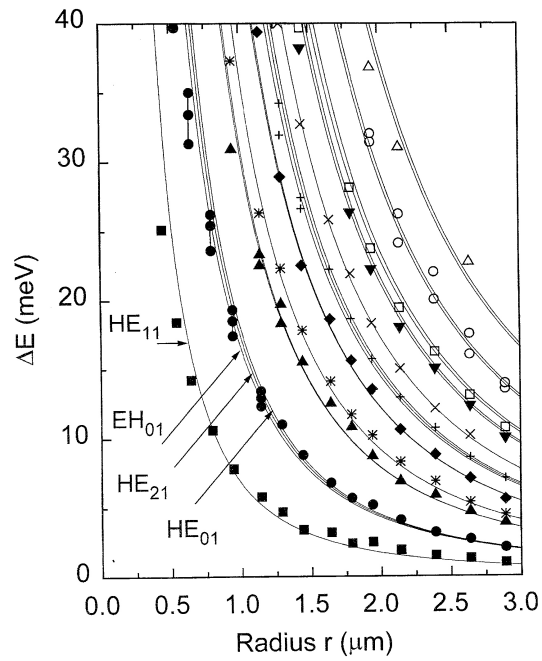


FIG. 4.3 – *Modélisation de la position spectrale des modes confinés d'un micropilier en fonction du rayon. Le décalage vers le bleu des modes est donné par rapport à la résonance de la cavité planaire, et comparé aux valeurs obtenues expérimentalement. Figure tirée de [3].*

Ces calculs permettent de déterminer les positions en énergie des modes résonnants par rapport à la cavité planaire de référence en fonction du diamètre du pilier étudié. La figure 4.3, tirée de [3] montre le très bon accord entre l'expérience et cette modélisation. En particulier, celui-ci est réalisé sans paramètre ajustable, ce qui confirme la validité du modèle. On peut retenir que de façon générale, les modes résonnants des micropiliers se décalent vers les hautes énergies (décalage vers le bleu) quand leur diamètre diminue. Il est également possible, à l'aide de ces calculs, de remonter au profil complet du champ. Du fait de la grande différence d'indice entre l'intérieur et l'extérieur du guide, le mode fondamental est très bien confiné à l'intérieur du guide, et ce même jusqu'à des diamètres relativement faibles (à titre indicatif, pour un pilier de diamètre  $0.5\mu m$ , l'intensité du champ au bord du pilier pour le mode fondamental représente seulement 1,6% de l'intensité maximale). La figure 4.16 présente à titre d'exemple le profil radial de l'intensité du champ électrique dans le plan pour le mode fondamental  $HE_{1,1}$  pour un pilier de  $2\mu m$  de diamètre similaire à ceux étudiés dans ce chapitre.

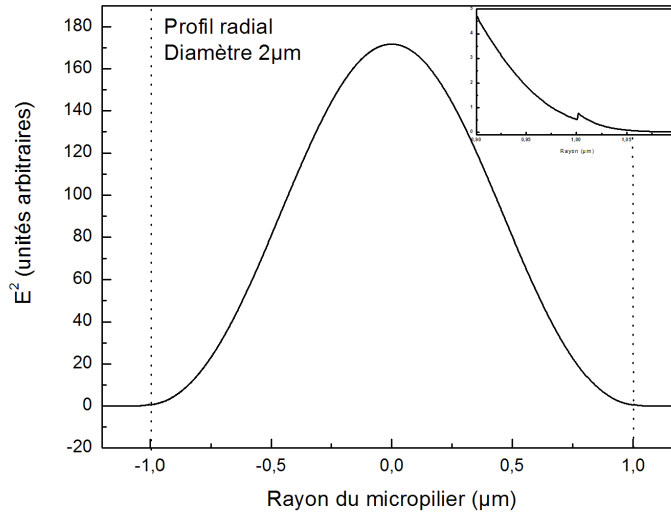


FIG. 4.4 – Profil radial de l'intensité du champ électrique dans le plan pour le mode fondamental  $HE_{1,1}$  d'un micropilier de  $2\mu m$  de diamètre. On notera dans l'encart la discontinuité du champ au passage semiconducteur-air. Celle-ci est due à la discontinuité de la composante radiale du champ. Les pointillés matérialisent les flancs du pilier. Programme I-C. Robin

## 4.2 Effets attendus de la métallisation

Comme on l'a évoqué dans le premier chapitre de cette thèse, une des applications potentielles du micropilier réside dans la possibilité de canaliser et de rediriger la lumière d'une boîte quantique unique dans un mode résonnant : on obtient alors une source de photons uniques efficace. Malheureusement, jusqu'à présent, cette efficacité n'excède pas les 50% [9][10]. Les protocoles de

cryptographie quantique nécessitent les efficacités les plus importantes possibles, celles-ci conditionnant notamment les longueurs maximales de liaison ou encore leur débit, à portée fixée [11] [12]. Nous nous sommes donc penchés sur les moyens d'améliorer ce facteur.

Un micropilier n'est pas une "boîte à photons" idéale. En effet, même si ces structures présentent un ensemble de modes résonnants décrits dans la partie précédente, il y existe aussi un continuum de modes dits "de fuites". Dans un formalisme d'optique géométrique simple, on peut se représenter ces modes comme les possibilités qu'ont les photons de s'échapper de la cavité sans passer par un mode résonnant, comme par exemple les photons émis avec un angle d'incidence non contrôlé par les miroirs de Bragg (on rappelle ici que ceux-ci sont efficaces sur une plage d'environ  $20^\circ$  autour de la normale), ou encore non réfléchis sur les flancs du pilier par la réflexion totale interne (cf figure 4.5).

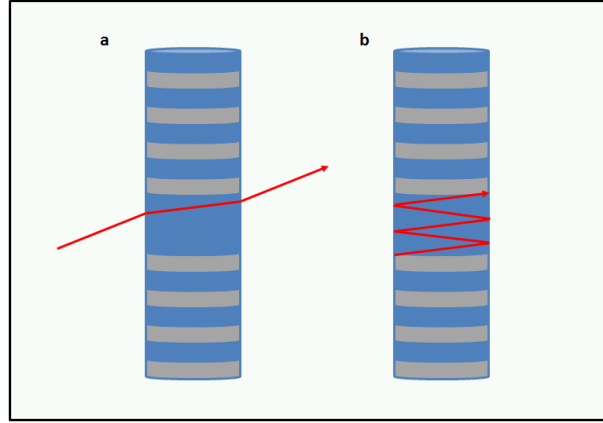


FIG. 4.5 – Représentation schématique d'un mode de fuite (encart a) et d'un mode confiné (encart b) dans un micropilier.

Un émetteur placé dans un micropilier peut émettre ses photons soit dans un mode confiné, s'il est résonnant avec celui-ci, soit dans un mode de fuite. Rappelons que le taux d'émission spontanée total d'un émetteur en résonance spatiale et spectrale avec un mode de la cavité est donné par :

$$\Gamma = F_p \Gamma_0 + \gamma \Gamma_0 \quad (4.6)$$

où  $\Gamma_0$  est le taux d'émission spontanée de la boîte dans l'espace libre,  $F_p$  le facteur de Purcell pour le mode considéré et  $\gamma$  le facteur de couplage au continuum de modes de fuites, proche de 1. Ces éléments sont schématisés figure 4.6.

La fraction de photons émise dans le mode de la cavité, ou coefficient de couplage au mode, est donnée par :

$$\beta = \frac{F_p}{F_p + \gamma} \quad (4.7)$$

Pour une boîte quantique unique en micropilier, *S. Varoutsis et al.* [13] ont mesuré une exaltation

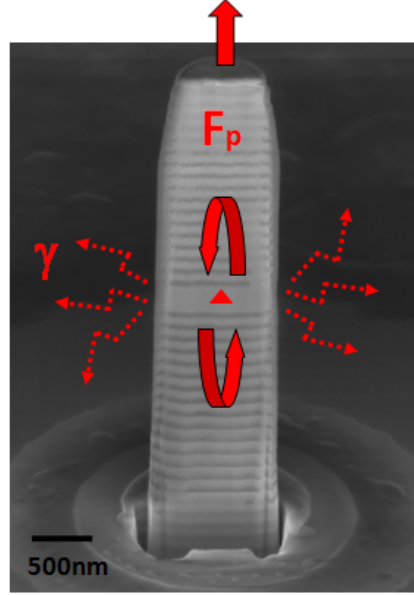


FIG. 4.6 – représentation schématique des différents types de couplage auxquels peut être soumis une boîte dans un micropilier : d’une part, le couplage à un mode résonnant, quantifié par  $F_p$ , d’autre part le couplage aux modes de fuites  $\gamma$ . L’image de fond est une vue au Microscope électronique à balayage d’une coupe réalisée au Faisceau d’Ions Focalisés d’un micropilier.

du taux d’émission spontanée d’un facteur 23. Avec  $\gamma \approx 1$  [1] pour un micropilier “classique”, on devrait donc être en mesure d’obtenir un coefficient  $\beta$  proche de 96%. Pourquoi en pratique ne récupère-t-on donc pas 96% d’efficacité?

En fait, même si la boîte émet effectivement la majeure partie de ces photons dans le mode résonnant d’intérêt, en pratique l’utilisateur ne collecte pas nécessairement la totalité de ces photons, qui peuvent être diffusés hors de la cavité par des imperfections dues à des défauts de fabrication. Cet effet sera d’autant plus marqué pour une microcavité de fort facteur de qualité, pour laquelle le photon doit faire un grand nombre d’aller-retours dans la cavité. D’après *Rivera et al.* [14], le facteur de qualité du mode résonnant de la cavité peut être approché par un modèle phénoménologique simple :

$$\frac{1}{Q(d)} = \frac{1}{Q_{intr}} + \frac{1}{Q_{diff}(d)} \quad (4.8)$$

où  $d$  est le diamètre du pilier,  $Q_{intr}$  le facteur de qualité intrinsèque, correspondant au facteur de qualité de la cavité plane (avant gravure du pilier) pour  $d > 4\lambda/n$  [15] et  $Q_{diff}$  un terme de diffusion des photons par les défauts (principalement de gravure des flancs) du micropilier. La figure 4.7 montre à titre indicatif le comportement de cette loi comparée aux valeurs expérimentales mesurées.

Aux grands diamètres, le facteur de qualité des micropiliers tend asymptotiquement vers le facteur de qualité de la cavité plane,  $Q_{plane}$ . Ce terme étant constant par rapport au diamètre de la cavité, c’est le terme de diffusion qui dégrade la qualité de la cavité aux petits diamètres.

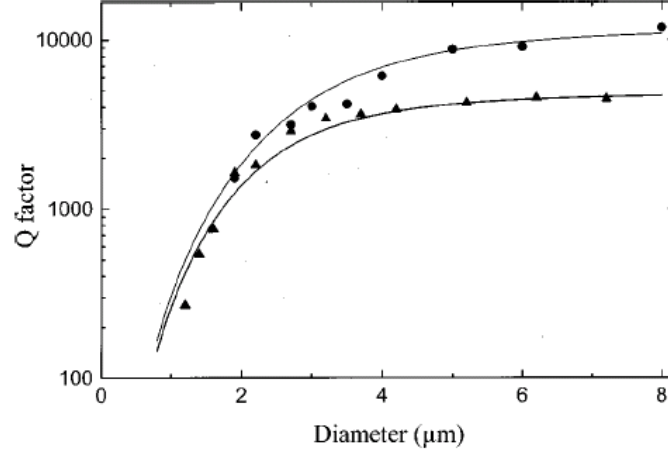


FIG. 4.7 – Modélisation du facteur de qualité et valeurs expérimentales en fonction du diamètre. Tiré de [14]

Cette dégradation du facteur de qualité s’accompagne d’une modification du diagramme de rayonnement en champ lointain. Alors que le diagramme de rayonnement “intrinsèque” associé au mode fondamental d’un micropilier est très piqué autour de l’axe du micropilier [16] [17], la diffusion par la rugosité des flancs redistribue angulairement le rayonnement émis. En supposant que l’ouverture numérique de l’optique de collection est bien adaptée au diagramme de rayonnement du micropilier (collection parfaite) et collecte très peu la lumière diffusée, on peut estimer l’efficacité de la source de photons uniques par [18][19] :

$$\epsilon = \beta \frac{Q}{Q_{\text{planaire}}} \quad (4.9)$$

Cette définition permet de rendre compte des mesures expérimentales de l’efficacité des sources de photons uniques. Elle souligne en particulier l’influence du terme  $Q/Q_{\text{planaire}}$ . En réinjectant l’équation 4.7 dans 4.9, on obtient :

$$\epsilon = \frac{F_p}{F_p + \gamma} \frac{Q}{Q_{\text{planaire}}} \quad (4.10)$$

Regardons les différentes stratégies utilisables pour augmenter  $\epsilon$ . On peut envisager deux solutions :

- Travailler avec un fort effet Purcell. Aujourd’hui on est capable d’atteindre des facteurs de qualité pour les micropiliers de plus de  $1,5 \cdot 10^5$  [20]. Malheureusement, comme évoqué dans [20], l’amélioration du facteur de qualité de ces piliers les rend beaucoup plus sensibles aux imperfections de flancs, et le rapport  $Q/Q_{\text{planaire}}$  se dégrade beaucoup plus rapidement que pour des cavités de faible  $Q$ .
- Au contraire, travailler avec un facteur de Purcell modéré, voire volontairement faible. Dans ces conditions, la dégradation  $Q/Q_{\text{planaire}}$  devient bien moins importante. Même

si la réduction de  $\beta$  peut être significative, il est possible ainsi d'atteindre des efficacités supérieures à 70% avec de petits diamètres et des facteurs de qualité médiocres (cf figure 4.8).

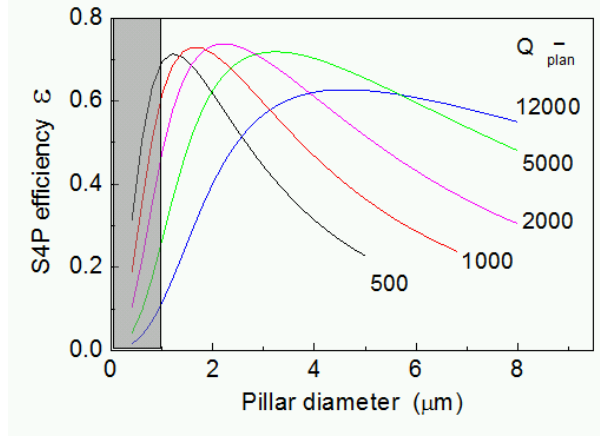


FIG. 4.8 – Efficacité calculée en fonction de diamètre du pilier et du facteur de qualité de référence de la cavité planaire. Comme on le constate ici, il est plus intéressant de travailler à faible facteur de qualité et petit volume plutôt que grand facteur de qualité et grand volume.

Nous pouvons encore affiner notre stratégie. Plaçons-nous dans ce deuxième cas, plus favorable. On aura  $Q/Q_{planaire} \approx 1$  et c'est donc le facteur  $\beta$  qui devient limitant. Comment, en restant dans ces conditions, augmenter  $\beta$ ? Si l'on regarde en détail l'équation 4.10, on s'aperçoit qu'une solution possible consiste à travailler sur le facteur  $\gamma$ . En effet, diminuer ce facteur à  $F_p$  constant revient à augmenter le facteur  $\beta$ .

Peu d'équipes se sont finalement intéressées à l'importance du rôle du facteur  $\gamma$ , et aux stratégies permettant de diminuer ce taux d'émission spontanée de l'émetteur dans les modes de fuite de la cavité. Il y a quelques années, *Bayer et al.* ont montré que pour un pilier de  $3\mu m$  dont les flancs avait été métallisés, l'émission spontanée des émetteurs hors résonance était diminuée d'un facteur 10 par rapport à sa valeur dans l'espace libre [1]. Ainsi, avec  $\gamma = 0,1$ , un calcul rapide montre que l'on peut obtenir des efficacités de collection proches de 90% avec un facteur de Purcell proche de 1 et un facteur de qualité très modéré ( $Q = 100$ )!

De façon à exploiter cette démarche, mais aussi pour vérifier et confirmer les résultats expérimentaux de *Bayer et al.* (non reproduits jusqu'à présent), nous avons entrepris l'étude systématique de micropiliers à parois métallisées, dans la perspective de démontrer leur potentiel comme source de photons uniques efficaces. Pour cela, et avant de nous intéresser plus précisément à la problématique de l'inhibition dans ces structures, nous avons étudié l'impact du métal sur les propriétés modales des micropiliers. En effet, pour bénéficier des effets d'augmentation d'efficacité, il faut vérifier que la couche métallique ne modifie pas en profondeur les propriétés de ces objets et en particulier qu'elle n'introduit pas de pertes additionnelles trop fortes.



### 4.3 Description des échantillons

Pour cette étude, les microcavités ont été fabriquées à partir d'une cavité planaire de GaAs/AlAs fabriquée par épitaxie par jets moléculaires. Celle-ci est résonnante aux alentours de 1.26 eV en incidence normale, et est formée d'une cavité  $\lambda$  de GaAs, contenant un plan de boîtes quantiques auto-organisées d'InAs en son centre, et entourée de part et d'autre de miroirs de Bragg GaAs/AsAs (respectivement 15 et 23 périodes, épaisseur de chaque couche  $\lambda/4$ , cf figure 4.9 ).

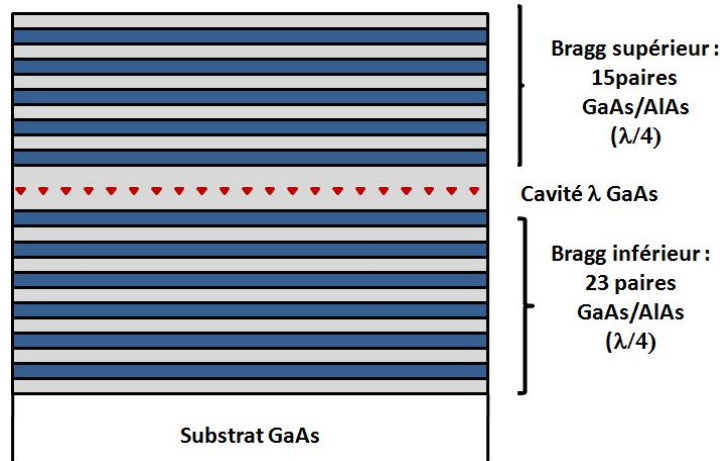


FIG. 4.9 – Cavité planaire (référence 46I02) ayant servi à la fabrication des échantillons pour piliers métallisés. Au centre de la cavité  $\lambda$  de GaAs a été introduit un plan de boîtes quantiques d'InAs.

Pour fabriquer les piliers métallisés que nous avons étudiés, une méthode originale a été développée au laboratoire en collaboration avec R. Hahner [21], résumée figure 4.10. Après dépôt d'une couche d'environ  $1\mu\text{m}$  de  $\text{Si}_3\text{N}_4$  sur la surface de la cavité planaire, des micropiliers de diamètres variant entre  $1\mu\text{m}$  et  $5\mu\text{m}$  sont fabriqués en combinant lithographie électronique, dépôt et lift-off d'un masque d'aluminium, et gravure ionique réactive (RIE). Les piliers sont alors métallisés par évaporation (on obtient un ratio d'environ 3:1 entre la quantité de métal déposée sur la surface de l'échantillon et sur les flancs). On utilise ensuite une gravure par faisceau d'ions (IBE) pour retirer préférentiellement le métal des surfaces horizontales, découvrant ainsi le masque de nitrure qui n'a pas été retiré au préalable. Celui-ci permet entre autres de protéger la surface supérieure des piliers du bombardement ionique. La dernière étape consiste simplement à retirer ce dernier masque par RIE fluorée. Des images de microscopie électronique à balayage (MEB) des piliers métallisés obtenus sont présentées figure 4.11.

Comme on peut le constater, la surface supérieure des cavités reste très propre, et en particulier ne présente pas de résidu d'or. C'est un élément important pour éviter les pertes liées à la diffusion des photons par la rugosité de surface des piliers. Nous avons également caractérisé de façon plus complète la structure de l'interface métal/or. Pour cela, les piliers métallisés ont été découpés en leur centre par faisceau d'ion focalisé (FIB, découpe et images V. Salvador, J. Claudon). la figure 4.12 donne un aperçu du résultat obtenu.

On peut constater sur la figure 4.12.b qu'il existe entre la couche d'or et le pilier une couche

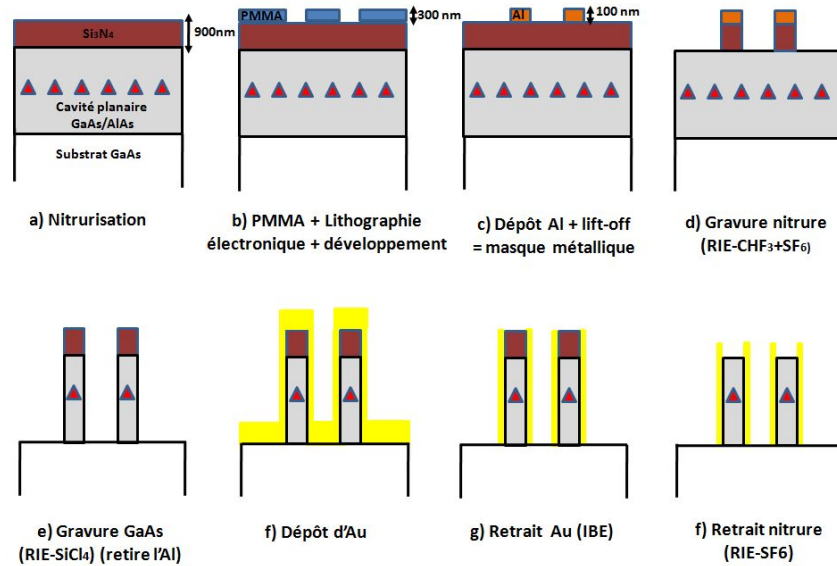


FIG. 4.10 – Les différentes étapes de fabrication des piliers métallisés.

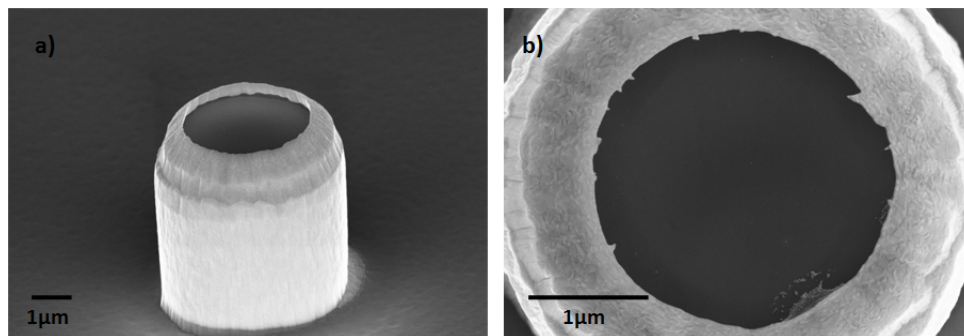


FIG. 4.11 – A gauche : vue d'un pilier métallisé de profil. L'or apparaît en contraste clair tandis que le GaAs est plus sombre.

A droite : Le même pilier, vu de dessus. La surface de GaAs (plus foncée) reste très propre grâce à l'effet protecteur du masque de nitrure qui n'est retiré qu'à la fin du processus de fabrication.

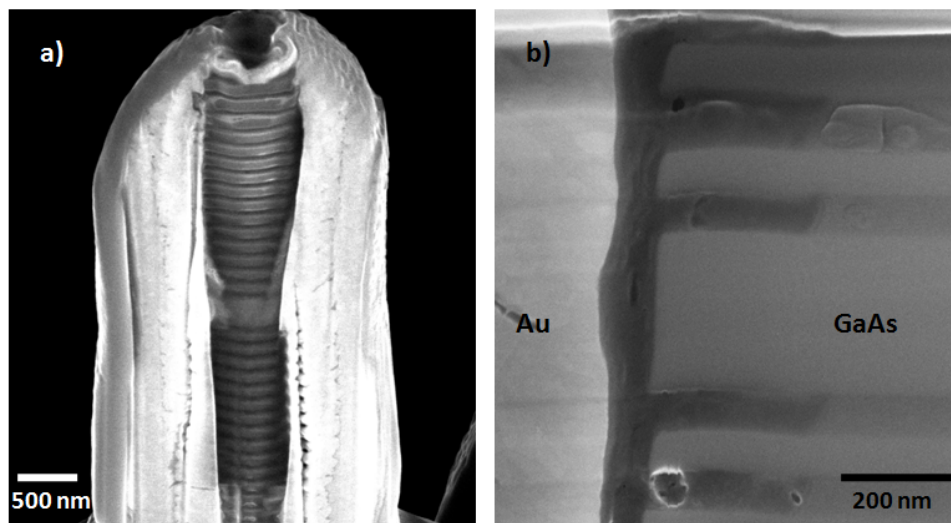


FIG. 4.12 – Vue d'un pilier métallisé découpé au FIB. A gauche, vue d'ensemble au début de la découpe, à droite, zoom sur la partie centrale du pilier. Coupe FIB et images réalisées par V.Salvador.

intermédiaire d'une épaisseur d'environ 100nm. Cette couche a été analysée chimiquement par spectroscopie électronique à perte d'énergie, et serait essentiellement composée de  $\text{SiO}_2$ . Cet élément a déjà été observé par plusieurs équipes [22] sur des piliers standards non métallisés, et proviendrait d'un redépôt lors de l'étape de gravure au  $\text{SiCl}_4$ . On peut également noter que la qualité structurale du revêtement métallique est plutôt bonne. Entre autres, on n'y observe pas de trous, que ce soit dans l'or même ou à l'interface or/couche d'oxyde.

#### 4.4 Propriétés modales et facteurs de qualité de micropiliers métallisés

Dans cette partie, nous nous intéressons à l'effet du métal sur les propriétés modales des micropiliers. Comme on l'a vu précédemment, on peut attribuer à chaque mode se propageant dans le micropilier un indice effectif, qui reflète le degré de confinement du mode résonnant. Ce confinement est d'autant plus efficace que la différence d'indice entre l'intérieur et l'extérieur du semiconducteur est importante. L'introduction d'une couche de métal sur les flancs du micropilier peut dès lors modifier très profondément la structure du champ : au lieu de "voir" un milieu extérieur d'indice faible (normalement l'air,  $n = 1$ ), les ondes électromagnétiques qui se propagent à l'intérieur du guide sont en présence sur les parois d'un milieu d'indice complexe,  $n_{cx} = n + jk$  (pour l'or, à 1.3eV,  $n = 0.19 + 6,10j$  [23]). Ce changement important de conditions aux limites est donc susceptible d'agir fortement sur le confinement des modes résonnants, en modifiant les positions relatives en énergie, mais aussi en introduisant des pertes additionnelles, que l'on évalue à l'aide du facteur de qualité  $Q$ . C'est à ces deux éléments que nous allons nous intéresser maintenant.

#### 4.4.1 Facteurs de qualité

Dans le but de caractériser l'effet du métal sur les facteurs de qualité, nous les avons comparés avant et après métallisation. La figure 4.13 donne un aperçu des spectres de microphotoluminescence obtenus pour des piliers métallisés de différents diamètres, à 50K. Sur cette figure, apparaissent le mode fondamental (de plus basse énergie) et un ensemble de modes d'ordre supérieur. Le comportement de ces modes est très similaire au comportement de piliers non métallisés, dans la mesure où les modes ont tendance à se décaler vers le bleu quand le diamètre du pilier diminue (cf figure 4.13).

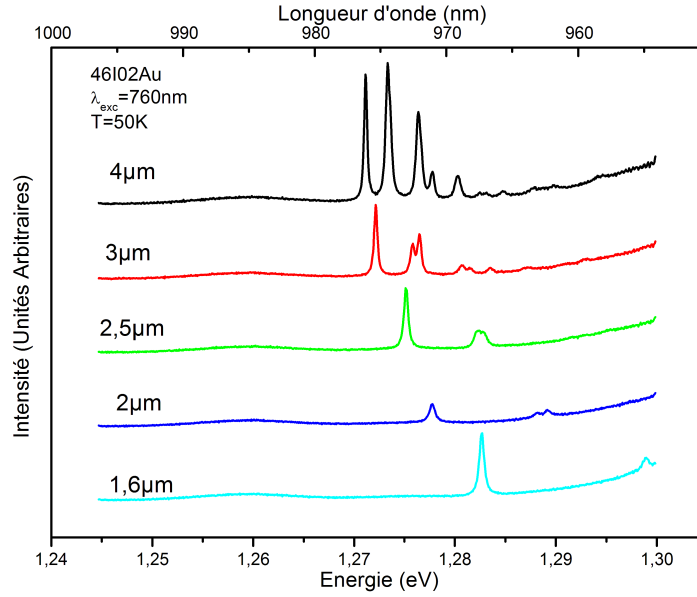


FIG. 4.13 – Spectres de microphotoluminescence à 50K pour des piliers métallisés de différentes tailles. Plus le diamètre du pilier considéré diminue, plus les modes s'écartent et se décalent vers le bleu.

Le facteur de qualité d'un mode peut être mesuré via sa largeur spectrale ( $Q = E/\Delta E$ ). Pour chaque diamètre de micropilier, nous avons mesuré le facteur de qualité du mode fondamental, pour des séries de piliers métallisés ou non métallisés. D'après [14], il est possible, dans le cas de faibles pertes, de modéliser de façon phénoménologique la dépendance du facteur de qualité en fonction du diamètre  $d$  par :

$$\frac{1}{Q(d)} = \frac{1}{Q_{\text{planaire}}} + \frac{1}{Q_{\text{diff}}(d)} \quad (4.11)$$

où  $Q_{\text{planaire}}$  correspond au facteur de qualité de la cavité planaire, et  $\frac{1}{Q_{\text{diff}}(d)}$  est un terme de pertes lié aux photons diffusés hors de la cavité par effet de rugosité de flancs à la surface des micropiliers. En supposant que l'intensité diffusée est proportionnelle à l'intensité du champ au bord du micropilier, on voit que  $\frac{1}{Q_{\text{diff}}(d)}$  est proportionnel à  $|E(d)|^2/d$ . Puisque  $|E(d)| \propto J_0(d)$ , on obtient:

$$\frac{1}{Q(d)} = \frac{1}{Q_{planaire}} + \epsilon \frac{J_0^2(d)}{Q_{diff}(d)} \quad (4.12)$$

Ce modèle suppose que la dégradation du facteur de qualité, notamment aux petits diamètres, est liée uniquement à des défauts de fabrication. Dans ces conditions, il est possible d'ajuster ce modèle à l'aide des valeurs de  $Q_{planaire}$  et  $\epsilon$ . Ce dernier est un paramètre ajustable qui permet de rendre compte de la qualité des flancs des piliers considérés. Les figures 4.14 montrent les résultats obtenus pour des piliers métallisés et non métallisés, superposés sur la même figure, ainsi que l'ajustement réalisé par cette méthode.

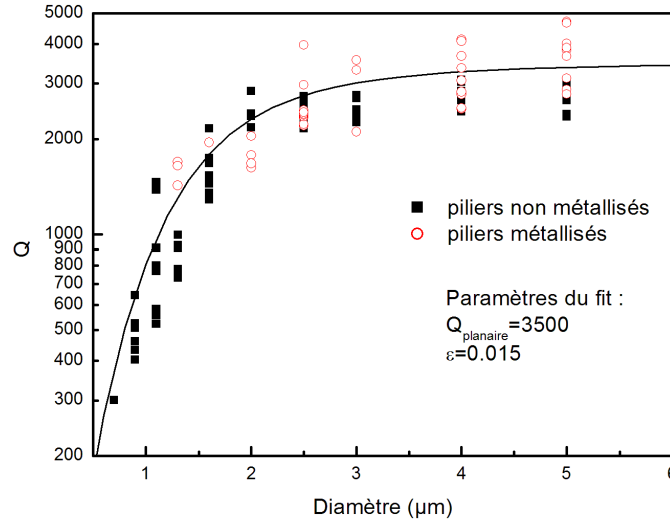


FIG. 4.14 – Facteurs de qualité mesurés de piliers non métallisés et métallisés. La courbe en ligne pleine correspond à l'ajustement effectué à l'aide de la formule 4.12. Celui-ci rend assez bien compte de la tendance globale pour les piliers métallisés et non métallisés.

Comme on peut le constater, à la dispersion des données expérimentales près, celui-ci est valable à la fois pour la série de piliers métallisés et non métallisés. Il n'y a donc a priori pas d'effets très importants liés à la présence du métal sur les flancs des micropiliers du point de vue des pertes optiques. Pour vérifier cette hypothèse, et s'affranchir le plus possible de la dispersion, la figure 4.15 compare les **mêmes** piliers avant et après métallisation.

Sur cette figure, on voit qu'au delà de  $2\mu m$  de diamètre, il n'y a pas d'effet notable de dégradation du facteur de qualité induit par la métallisation. Ceci pourrait être expliqué par la présence de la couche d'oxyde intermédiaire entre l'or et le pilier (cf 4.12). La figure 4.16 présente les résultats du calcul de l'intensité du champ pour un pilier de  $2\mu m$  de diamètre immergé dans un milieu d'indice 1.5 (silice). Comme on peut le constater, l'intensité du champ électromagnétique à 100nm du bord du pilier (qui correspond à l'épaisseur mesurée de la couche d'oxyde) est  $10^{-5}$  fois plus faible qu'en son centre. La présence du métal induit de ce fait des pertes par absorption

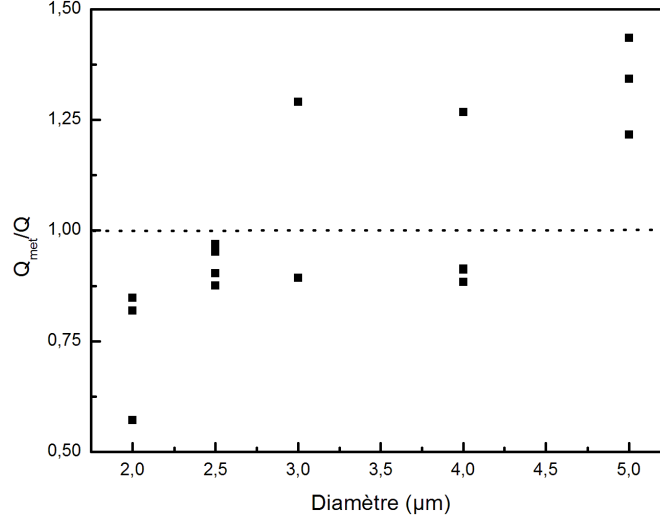


FIG. 4.15 – *Rapport des facteurs de qualité avant et après métallisation. Ce rapport est obtenu en mesurant les facteurs de qualité du même pilier avant et après métallisation. On constate une légère tendance à la dégradation pour les petits diamètres ainsi qu'une légère amélioration aux gros diamètres.*

négligeables sur le mode guidé fondamental du cylindre. Il en est de même pour les autres modes guidés d'ordre faible, qui sont eux aussi très bien confinés dans le micropilier. Si cette hypothèse est vérifiée, peu ou pas de changements devraient être observés dans la structure modale des micropiliers métallisés.

#### 4.4.2 Structure modale des micropiliers métallisés

L'agencement des modes résonnants entre eux est une signature des conditions aux limites rencontrées par les ondes électromagnétiques. Pour savoir si le métal influe beaucoup sur cet ordre, nous avons comparé les simulations de positionnement de modes de piliers métallisés et non métallisés.

A 1.3eV, l'indice de l'or vaut  $n = 0.19 + 6.2j$  [23]. Comme pour la plupart des métaux, la partie imaginaire de l'indice est bien plus importante que la partie réelle. Une approximation simple consiste à supposer l'indice du métal imaginaire pur, de norme infinie [24]. D'autre part on fait l'hypothèse d'ondes électromagnétiques se propageant très peu à l'intérieur du métal (autrement dit on suppose une épaisseur de peau faible devant les dimensions de l'enveloppe métallique): l'or a été considéré d'extension infinie. Le problème a été résolu en considérant d'abord les solutions du guide d'onde infini immergé dans un milieu métallique infini [24], puis en imposant le confinement vertical. La différence d'agencement des modes est significative (figure 4.17): le mode fondamental est nettement plus bas en énergie dans ce modèle métallique, et on observe une importante levée de dégénérescence au niveau du premier triplet de modes d'ordre supérieur

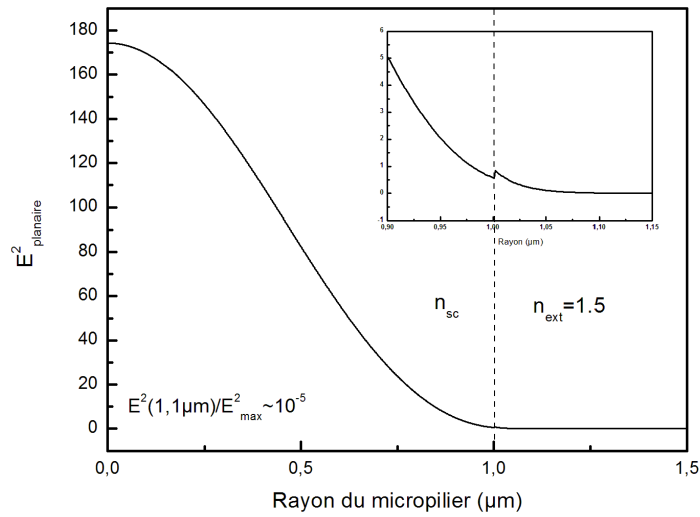


FIG. 4.16 – Calcul du profil d'intensité radial du champ électrique pour le mode guidé  $HE_{1,1}$  pour un micropilier de diamètre  $2\mu\text{m}$  immergé dans un milieu d'indice 1,5. L'intensité du champ à  $100\text{ nm}$  du bord du pilier, qui correspond à l'épaisseur mesurée d'oxyde sur les flancs des piliers étudiés, est  $10^5$  fois plus faible qu'en son centre. Ceci pourrait expliquer pourquoi on ne note pas d'effet important de modification des facteurs de qualité avant et après métallisation. Programme I.C. Robin

$(EH_{01} \ HE_{21} \ HE_{01})$ .

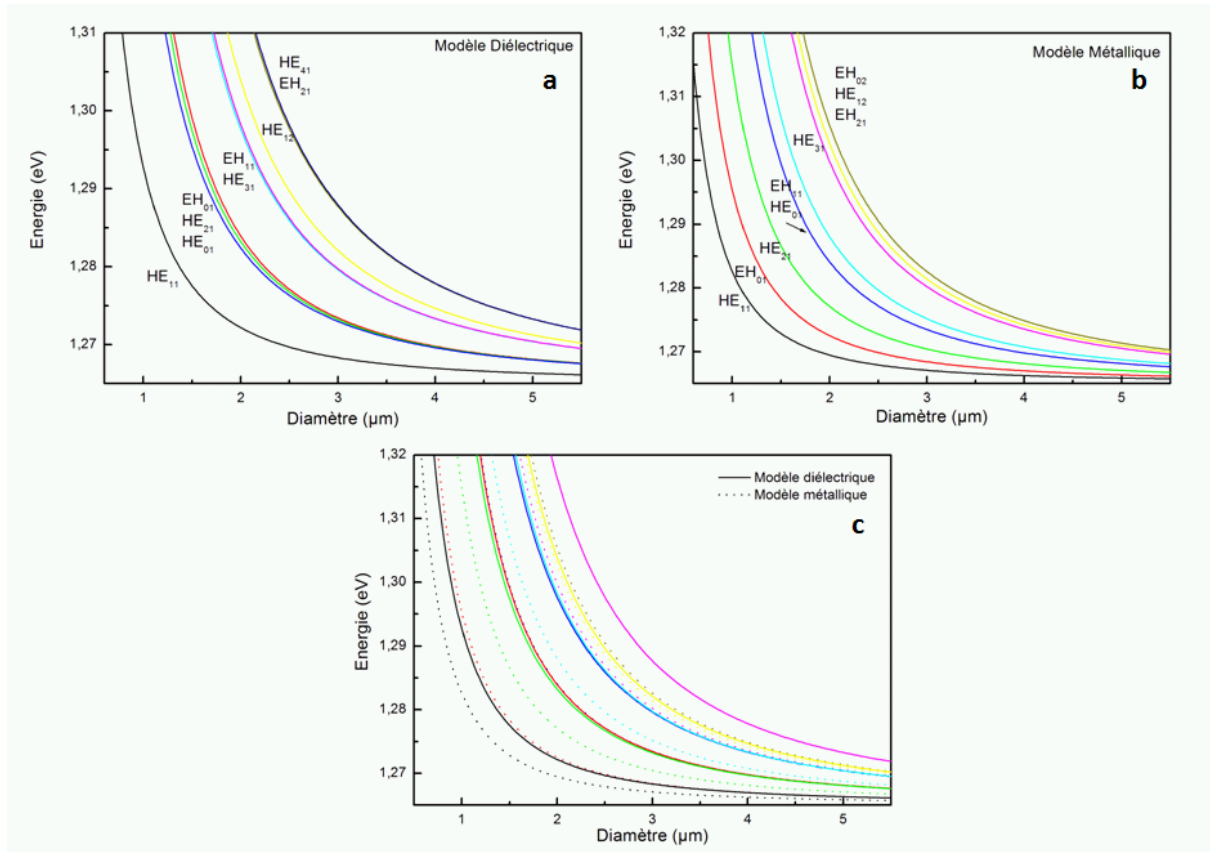


FIG. 4.17 – Comparaison des énergies de résonance pour des micropiliers dans le cadre du modèle diélectrique (encart a) et métallique (encart b) pour une résonance de cavité planaire aux alentours de 1.265eV. L'encart c reprend ces deux modèles sur le même graphique. On voit ici que le modèle métallique change beaucoup la disposition des modes. On remarquera en particulier la levée de dégénérescence du premier triplet  $EH_{01} \ HE_{21} \ HE_{01}$ . Programmation B. Gayral.

Expérimentalement, nous n'avons pas observé de tels changements. La figure 4.18 en donne un exemple pour deux piliers de diamètres différents (respectivement 2,5 et 5  $\mu\text{m}$ ). Les modes des micropiliers non métallisés, en lignes pointillées, ont été indexés à partir des calculs présentés précédemment (cf figure 4.17). On peut constater sur cette figure que les séquences modales sont similaires pour les piliers métallisés ou non, mais qu'il existe un léger décalage vers le bleu de l'ensemble du spectre pour les piliers recouverts d'or, qui est totalement contradictoire avec le décalage vers le rouge attendu pour le mode fondamental d'un pilier immergé dans l'or (figure 4.17).

Ainsi, on peut résumer la situation de la façon suivante :

- Les facteurs de qualité sont peu ou pas modifiés par la présence de la couche métallique.



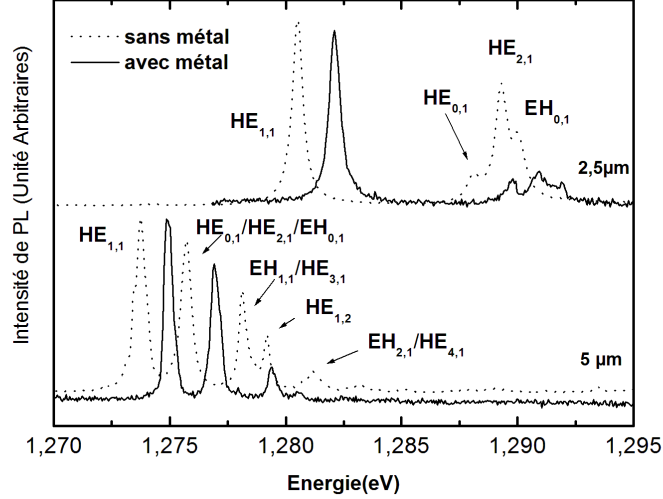


FIG. 4.18 – comparaison des spectres de deux micropiliers de diamètres différents avant et après métallisation. Il n’y a pas de modification importante de la séquence modale, mais un décalage générale vers le bleu des spectres de micropiliers est observé.

- La comparaison du modèle diélectrique et du modèle métallique avec les spectres expérimentaux semble indiquer plus de similitudes avec le modèle diélectrique que métallique, tant du point de vue de la séquence modale (ordre des doublets ou triplets), que de celui du décalage avant/après métallisation observé (décalage vers le bleu).

Ces éléments semblent accréditer l’hypothèse de la couche d’oxyde “tampon” (figure 4.12), d’indice faible, qui permet à la fois de préserver un bon facteur de qualité et de ne pas changer la configuration modale de ces piliers métallisés. Il reste cependant à comprendre l’origine du décalage systématique vers le bleu de l’ensemble des spectres (figure 4.18). Celui-ci semble augmenter quand le diamètre du pilier diminue et ne peut être expliqué simplement par un changement de conditions aux limites du problème. Nous avons émis l’hypothèse que cet effet provient des effets de contrainte qu’exerce la couche d’or sur le micropilier. Pour le vérifier, nous avons développé un modèle simple permettant d’évaluer les décalages obtenus dans ces conditions. Celui-ci est l’objet de la partie suivante.

## 4.5 Modélisation des effets de contrainte

Le dépôt d’or effectué par pulvérisation a tendance à échauffer l’ensemble de l’échantillon pendant le dépôt. Dans nos conditions expérimentales, cet échauffement  $\Delta T$  peut atteindre plusieurs centaines de degrés. Les expériences de microphotoluminescence sont réalisées, quant à elles, à basse température (4K). Les coefficients de dilatation thermique de l’or et du GaAs étant très différents (l’or se dilate en moyenne trois fois plus que le GaAs sur ces gammes de température

[25] [26]), l'or va avoir tendance à contraindre le micropilier. Or, une contrainte sur un matériau peut en changer considérablement les propriétés, et en particulier en modifier l'indice optique. Un tel changement induit de fait un décalage en énergie de l'ensemble des modes du micropilier. En effet, la condition de résonance du micropilier s'écrit  $n * L = \lambda_{Bragg}$ , où  $L$  est l'épaisseur de la cavité. Pour une déformation donnée, la variation de la longueur optique de la cavité est dominée par la variation de l'indice : toute variation de  $n$  induit donc une variation sur la longueur d'onde de résonance  $\lambda_{Bragg}$ . Les travaux de *Goñi et al.* [27] s'intéressent en particulier à l'étude de la variation de l'indice de GaAs massif en fonction de la pression hydrostatique qui leur est appliquée. A partir de cette information, il est donc possible de remonter au décalage qui nous intéresse.

Nous avons étudié deux cas limites : un premier modèle simple de cylindres coulissants l'un dans l'autre, n'imposant pas de contraintes autres que radiales au niveau des flancs, et un modèle de cylindres contraints, où l'on empêche les cylindres de coulisser. Nous allons donc comparer les valeurs de décalage pour chacun de ces cas avec nos valeurs expérimentales, de façon à voir si ceux-ci peuvent expliquer nos résultats. Ces deux modèles seront présentés dans les parties suivantes. La figure 4.19 illustre la géométrie utilisée. On se place en coordonnées cylindriques pour toute la suite du problème.

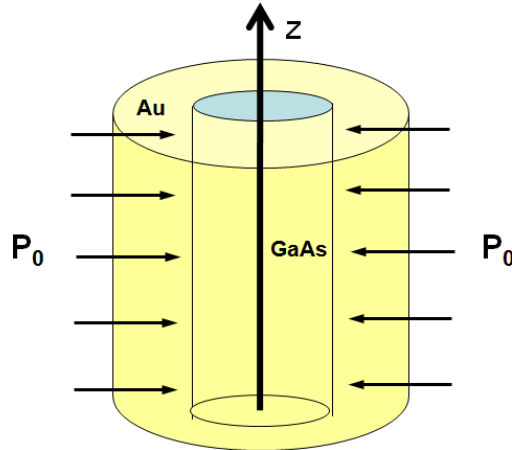


FIG. 4.19 – Le problème des cylindres emboîtés. A l'équilibre, en  $R$ , l'or exerce une pression  $P_0$  sur le GaAs tandis que le GaAs en retour exerce une pression  $-P_0$  sur l'or, non représenté sur le schéma pour des raisons de clarté.

Les approximations communes aux deux modèles sont les suivantes :

- Le cylindre intérieur est considéré comme étant un cylindre plein de GaAs massif (les constantes élastiques de l'AlAs n'étant pas trop différentes de celles du GaAs [28]).
- On suppose les deux matériaux linéaires, homogènes et isotropes.
- On se place dans l'hypothèse des petites déformations, de façon à rester dans un régime d'élasticité linéaire.

Nous verrons par la suite que ces hypothèses fortes permettent cependant de rendre compte relativement bien du décalage vers le bleu expérimental obtenu en microphotoluminescence.

### 4.5.1 Modèle de cylindres coulissants

Dans ce modèle, la seule hypothèse dont on part est la suivante : on suppose qu'à la jonction des deux matériaux le cylindre intérieur de GaAs est soumis latéralement à une pression  $P_0$ , tandis que par principe d'action-réaction, le cylindre creux d'or subit la même pression  $-P_0$ .

#### Cylindre plein de GaAs

Nous commençons par nous intéresser au cylindre intérieur de GaAs. D'après nos hypothèses, le tenseur des contraintes  $\underline{\underline{\sigma}}$  s'écrit (pas de contrainte suivant  $z$  le cylindre étant libre de coulisser):

$$\underline{\underline{\sigma}} = \begin{pmatrix} -P_0 & 0 & 0 \\ 0 & -P_0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

Le tenseur des déformations est obtenu en utilisant la loi de comportement :

$$\underline{\underline{\epsilon}} = \frac{1 + \nu_{GaAs}}{E_{GaAs}} \underline{\underline{\sigma}} - \frac{\nu_{GaAs}}{E_{GaAs}} Tr(\underline{\underline{\sigma}}) \underline{\underline{I}} \quad (4.13)$$

d'où :

$$\underline{\underline{\epsilon}} = \begin{pmatrix} \frac{\nu_{GaAs}-1}{E_{GaAs}} P_0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{\nu_{GaAs}-1}{E_{GaAs}} P_0 & 0 \\ 0 & 0 & 2 \frac{\nu_{GaAs}}{E_{GaAs}} P_0 \end{pmatrix}$$

où  $\nu_{GaAs}$  est le coefficient de Poisson du GaAs et  $E_{GaAs}$  son module d'Young. Connaissant  $\underline{\underline{\epsilon}}$ , on peut remonter à la déformation du cylindre suivant la direction radiale, sous l'effet de la pression  $P_0$  :

$$\frac{\Delta R_{GaAs}}{R_{GaAs}}^{(P_0)} = \epsilon_{rr} = \frac{\nu_G - 1}{E_G} P_0 \quad (4.14)$$

Nous allons maintenant effectuer le même travail pour le cylindre d'or.

#### Cylindre creux d'Au

Dans la géométrie utilisée, on peut écrire le tenseur des contraintes de la façon suivante :

$$\underline{\underline{\sigma}} = \begin{pmatrix} A - \frac{B}{r^2} & 0 & 0 \\ 0 & A + \frac{B}{r^2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

avec

$$A = \frac{P_0 R_0^2}{R_1^2 - R_0^2}$$

et

$$B = \frac{P_0 R_0^2 R_1^2}{R_1^2 - R_0^2}$$

Toujours en utilisant 4.13, on déduit  $\underline{\underline{\epsilon}}$  :

$$\underline{\underline{\epsilon}} = \begin{pmatrix} \frac{1-\nu_{Au}}{E_{Au}} A - \frac{1+\nu_{Au}}{E_{Au}} \frac{B}{r^2} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1-\nu_{Au}}{E_{Au}} A + \frac{1+\nu_{Au}}{E_{Au}} \frac{B}{r^2} & 0 \\ 0 & 0 & -2 \frac{\nu_{Au}}{E_{Au}} A \end{pmatrix}$$

Dans cette géométrie, en  $r = R_0$  (interface entre les deux cylindres) on obtient :

$$\frac{\Delta R_{Au}^{(P_0)}}{R_{Au}} = \epsilon_{\theta\theta} \quad (4.15)$$

$$\frac{\Delta R_{Au}^{(P_0)}}{R_{Au}} = \frac{1-\nu_{Au}}{E_{Au}} A + \frac{1+\nu_{Au}}{E_{Au}} \frac{B}{r^2} \quad (4.16)$$

$$(4.17)$$

Soit :

$$\frac{\Delta R_{Au}^{(P_0)}}{R_{Au}} = P_0 \left( \frac{1}{E_{Au}} \frac{R_1^2 + R_0^2}{R_1^2 - R_0^2} + \frac{\nu_{Au}}{E_{Au}} \right) \quad (4.18)$$

### Equation bilan

A l'équilibre, en  $R_0$  les variations de rayon dues à la température et à la pression se compensent soit :

$$\Delta R_{GaAs}^{(T)} + \Delta R_{GaAs}^{(P_0)} = \Delta R_{Au}^{(T)} + \Delta R_{Au}^{(P_0)}$$

d'où

$$\Delta R_{GaAs}^{(T)} - \Delta R_{Au}^{(T)} = \Delta R_{Au}^{(P_0)} - \Delta R_{GaAs}^{(P_0)} \quad (4.19)$$

Connaissant les dilatations thermiques  $\alpha_{GaAs}$  et  $\alpha_{Au}$  [25] [26] on peut alors écrire :

$$\Delta R_{GaAs}^{(T)} = R \alpha_{GaAs} \Delta T \quad (4.20)$$

$$\Delta R_{Au}^{(T)} = R \alpha_{Au} \Delta T \quad (4.21)$$

En insérant finalement dans 4.19 les expressions de  $\Delta R_{Au}^{(P_0)}$  et  $\Delta R_{GaAs}^{(P_0)}$  (équations 4.14 et 4.18) ainsi que les variations de rayons dues à la température 4.21 on obtient finalement :

$$P_0 = \frac{(\alpha_{GaAs} - \alpha_{Au}) \Delta T}{\frac{1}{E_{Au}} \left( \frac{R_1^2 + R_0^2}{R_1^2 - R_0^2} + \nu_{Au} \right) - \frac{\nu_{G-1}}{E_G}} \quad (4.22)$$

Nous avons estimé les coefficients de dilatation thermique à partir des références [25] [26]. A titre indicatif, entre 600K et 50K,  $\alpha_{GaAs}\Delta T = 2,9 \cdot 10^{-3} K^{-1}$  tandis que  $\alpha_{Au}\Delta T = 7,6 \cdot 10^{-3} K^{-1}$ ; l'or se contracte donc plus de deux fois plus que le GaAs dans la gamme de température considérée. D'après la référence [27], il est possible de lier la variation de l'indice optique du cylindre de GaAs en fonction de la pression hydrostatique exercée. La pression hydrostatique  $P_{hydro}$  s'exprime comme  $\frac{1}{3}Tr(\underline{\sigma}_{GaAs})$ , ce qui donne dans notre cas:  $P_{hydro} = \frac{2}{3}P_0$ . On a alors, en première approximation et pour une énergie de 1.3eV [27]:

$$\Delta n = \frac{0,16}{6 \cdot 10^9} P_{hydro} \quad (4.23)$$

Cette expression nous donne un moyen simple de remonter au décalage des modes via la relation  $\frac{\Delta n}{n} = \frac{\Delta E}{E}$ .

#### 4.5.2 Modèle de cylindres contraints longitudinalement

Dans le modèle précédent, le cylindre de GaAs est libre de coulisser suivant  $z$ . Celui-ci peut donc s'étendre dans cette direction lorsqu'on le comprime latéralement; cet effet réduit fortement les composantes de contraintes latérales appliquées au GaAs, et mène à sous estimer la composante hydrostatique. Nous nous intéressons donc maintenant au cas limite opposé, en supposant que l'or et le GaAs sont parfaitement collés à leur interface: les cylindres ne sont alors plus libres de coulisser suivant  $z$  et un nouveau terme apparaît dans le tenseur des contraintes.

On suppose que les cylindres d'or et de GaAs ont la même longueur à haute température (c'est à dire lors du dépôt d'or). A basse température, les cylindres se contractent: nous devons considérer deux paramètres supplémentaires, les déformations dans la direction  $z$  du GaAs et de l'Au (respectivement  $\frac{\Delta l}{l}$  et  $\frac{\Delta L}{L}$ ). On procède alors de la même manière que précédemment pour obtenir l'expression de  $P_{hydro}$ , en écrivant les tenseurs de contrainte et déformation pour les cylindres de GaAs et d'Au.

##### cylindre plein de GaAs

Les conditions imposées au système ajoutent cette fois un terme d'allongement au niveau de la surface supérieure du cylindre de GaAs, qui se retrouve au niveau du tenseur des déformations dans le terme  $\epsilon_{zz}$ . Soit  $\frac{\Delta l}{l}$  la déformations de GaAs. A partir de la loi de comportement, on peut écrire les tenseurs de contrainte et déformation comme :

$$\underline{\sigma} = \begin{pmatrix} -P_0 & 0 & 0 \\ 0 & -P_0 & 0 \\ 0 & 0 & -2\nu_G P_0 + E_G \frac{\Delta l}{l} \end{pmatrix} \quad (4.24)$$

et :

$$\underline{\epsilon} = \begin{pmatrix} \frac{P_0}{E_G} (-1 + \nu_G + 2\nu_G^2) - \nu_G \frac{\Delta l}{l} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{P_0}{E_G} (-1 + \nu_G + 2\nu_G^2) - \nu_G \frac{\Delta l}{l} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\Delta l}{l} \end{pmatrix} \quad (4.25)$$

Ainsi, de la même manière qu'au paragraphe précédent, en  $r = R_0$  :

$$\frac{\Delta R_{GaAs}^{(P_0)}}{R_{GaAs}} = \epsilon_{rr} = \frac{P_0}{E_G} (-1 + \nu_G + 2\nu_G^2) - \nu_G \frac{\Delta l}{l} \quad (4.26)$$

### Cylindre creux d'Au

Soit  $\frac{\Delta L}{L}$  la dilatation du cylindre d'or suivant z. Les tenseurs de contrainte et de déformation du système s'écrivent :

$$\underline{\underline{\sigma}} = \begin{pmatrix} A - \frac{B}{r^2} & 0 & 0 \\ 0 & A + \frac{B}{r^2} & 0 \\ 0 & 0 & 2\nu A + E \frac{\Delta L}{L} \end{pmatrix} \quad (4.27)$$

et

$$\underline{\underline{\epsilon}} = \begin{pmatrix} \frac{1-\nu_{Au}-2\nu_{Au}^2}{E_{Au}} A - \frac{1+\nu_{Au}}{E_{Au}} \frac{B}{r^2} - \nu_{Au} \frac{\Delta L}{L} & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1-\nu_{Au}-2\nu_{Au}^2}{E_{Au}} A + \frac{1+\nu_{Au}}{E_{Au}} \frac{B}{r^2} - \nu_{Au} \frac{\Delta L}{L} & 0 \\ 0 & 0 & \frac{\Delta L}{L} \end{pmatrix} \quad (4.28)$$

avec

$$A = \frac{P_0 R_0^2}{R_1^2 - R_0^2}$$

et

$$B = \frac{P_0 R_0^2 R_1^2}{R_1^2 - R_0^2}$$

Ainsi en  $r = R_0$  :

$$\frac{\Delta R_{Au}^{(P_0)}}{R_{Au}} = \epsilon_{\theta\theta} \quad (4.29)$$

$$\frac{\Delta R_{Au}^{(P_0)}}{R_{Au}} = \frac{1 - \nu_{Au} - 2\nu_{Au}^2}{E_{Au}} A + \frac{1 + \nu_{Au}}{E_{Au}} \frac{B}{r^2} - \nu_{Au} \frac{\Delta L}{L} \quad (4.30)$$

Soit:

$$\frac{\Delta R_{Au}^{(P_0)}}{R_{Au}} = \frac{P_0}{E_{Au}} \left( \frac{R_1^2 + R_0^2}{R_1^2 - R_0^2} + \nu_{Au} - 2\nu_{Au}^2 \frac{R_0^2}{R_1^2 - R_0^2} \right) - \nu_{Au} \frac{\Delta L}{L} \quad (4.31)$$

En utilisant ensuite l'expression 4.19, de la même manière que pour le modèle de cylindres coulissants librement, il est possible de remonter à l'expression de  $P_0$  :

$$P_0 = \frac{(\alpha_{GaAs} - \alpha_{Au}) \Delta T + \nu_{Au} \frac{\Delta L}{L} - \nu_G \frac{\Delta l}{l}}{\frac{1}{E_{Au}} \left( \frac{R_1^2 + R_0^2}{R_1^2 - R_0^2} + \nu_{Au} - 2\nu_{Au}^2 \frac{R_0^2}{R_1^2 - R_0^2} \right) - \frac{1}{E_G} (2\nu_G^2 + \nu_G - 1)} \quad (4.32)$$

La pression hydrostatique s'écrit alors :

$$P_{hydro} = \frac{1}{3} Tr \left( \underline{\sigma}_{GaAs} \right) = \frac{1}{3} \left( -2P_0 (1 + \nu_G) + E_G \frac{\Delta l}{l} \right) \quad (4.33)$$

Que ce soit dans l'équation 4.32 ou 4.33, nous avons à chaque fois une équation pour trois inconnues : la pression  $P_0$ , et les dilatations des deux matériaux,  $\frac{\Delta l}{l}$  et  $\frac{\Delta L}{L}$ . Il nous manque donc deux équations pour pouvoir résoudre totalement le système.

Essayons de relier  $\frac{\Delta l}{l}$  et  $\frac{\Delta L}{L}$ .

Supposons qu'à basse température, le système arrive à une longueur totale d'équilibre  $L_{eq}$ , qui soit la même pour les deux cylindres. Soient  $L_{Au}$  et  $l_{GaAs}$  les longueurs qu'auraient les deux cylindres pris séparément à basse température.

On a alors :

$$\begin{aligned} \frac{\Delta l}{l} &= \frac{L_{eq} - l_{GaAs}}{l_{GaAs}} \\ \frac{\Delta L}{L} &= \frac{L_{eq} - L_{Au}}{L_{Au}} = \frac{L_{eq} - l_{GaAs}}{L_{Au}} + \frac{l_{GaAs} - L_{Au}}{L_{Au}} \end{aligned}$$

Au premier ordre, les hauteurs totales des cylindres de GaAs et Au peuvent être considérées comme égales, soit  $L_{Au} \approx l_{GaAs} \approx L$ ; Ainsi:

$$\frac{\Delta L}{L} = \frac{L_{eq} - l_{GaAs}}{L_{Au}} + \frac{l_{GaAs} - L_{Au}}{L_{Au}} \approx \frac{\Delta l}{l} - \frac{l_{GaAs} - L_{Au}}{L}$$

En première approximation,  $l_{GaAs}$  et  $L_{Au}$  peuvent se déduire à partir des coefficients de dilatation thermique par la relation:

$$\frac{l_{GaAs} - L_{Au}}{L} \approx (\alpha_{GaAs} - \alpha_{Au}) \Delta T$$

d'où finalement:

$$\frac{\Delta L}{L} \approx \frac{\Delta l}{l} - (\alpha_{GaAs} - \alpha_{Au}) \Delta T \quad (4.34)$$

Il nous reste donc à trouver une équation supplémentaire liant  $\frac{\Delta l}{l}$  et  $P_0$  pour pouvoir résoudre le système. Il est possible pour cela d'avoir recours à la minimisation de l'énergie totale du système. La densité d'énergie élastique du système s'écrit :

$$D_e = \frac{1}{2} \underline{\sigma} \otimes \underline{\epsilon} = \frac{1}{2} (\sigma_{rr} \epsilon_{rr} + \sigma_{\theta\theta} \epsilon_{\theta\theta} + \sigma_{zz} \epsilon_{zz})$$

On sépare alors les contributions liées au cylindre plein de GaAs et au cylindre creux d'or. Les densités d'énergie élastique de ces deux sous-systèmes s'écrivent alors, en tenant compte des matrices 4.24 et 4.25 :

$$D_{e_{GaAs}} = \frac{P_0^2}{E_G} (1 - \nu_G - 2\nu_G^2) + \frac{1}{2} E_G \left( \frac{\Delta l}{l} \right)^2 \quad (4.35)$$

De même, en utilisant 4.27 et 4.28, on obtient pour le cylindre d'or :

$$D_{e_{Au}} = \frac{A^2}{E_{Au}} (1 - \nu_{Au} - 2\nu_{Au}^2) + \frac{1}{2}E_G \left( \frac{\Delta L}{L} \right)^2 + \frac{B^2}{r^4} \left( \frac{1 + \nu_{Au}}{E_{Au}} \right) \quad (4.36)$$

avec A et B définis précédemment.

L'énergie totale du système est alors donnée par la sommation des densités d'énergie sur les deux sous-systèmes associés :

$$E = \iiint_{V_{GaAs}} D_{e_{GaAs}} + \iiint_{V_{Au}} D_{e_{Au}} \quad (4.37)$$

d'où, après calcul :

$$\begin{aligned} E = & \left[ \frac{P_0^2}{E_G} (1 - \nu_G - 2\nu_G^2) + \frac{1}{2}E_G \left( \frac{\Delta l}{l} \right)^2 \right] \left[ \pi R_0^2 \left( 1 + \frac{\Delta l}{l} \right) l \right] \\ & + \left[ \frac{A^2}{E_{Au}} (1 - \nu_{Au} - 2\nu_{Au}^2) + \frac{1}{2}E_G \left( \frac{\Delta L}{L} \right)^2 \right] \left[ \pi (R_1^2 - R_0^2) \left( 1 + \frac{\Delta L}{L} \right) L \right] \\ & + \left[ B^2 \left( \frac{1 + \nu_{Au}}{E_{Au}} \right) \right] \left[ \left( \frac{1}{R_0^2} - \frac{1}{R_1^2} \right) \left( 1 + \frac{\Delta L}{L} \right) L \pi \right] \end{aligned} \quad (4.38)$$

Il suffit maintenant de minimiser cette équation (en utilisant 4.34), pour obtenir l'expression de  $\left( \frac{\Delta l}{l} \right)_{eq}$  en fonction de  $P_0$ , et de remonter ainsi à la pression hydrostatique. Une fois  $P_{hydro}$  obtenue, il est possible de remonter au décalage spectral par la méthode décrite précédemment pour les cylindres libres.

La figure 4.20 présente les résultats des calculs de modèles de cylindres libres de coulisser et contraints, comparés aux données expérimentales mesurées dans des conditions similaires de puissance et de température.

D'après les images obtenues en microscopie électronique à balayage après découpe au FIB, l'épaisseur d'or est estimée à 400nm environ. Il reste une inconnue : la température du dépôt d'or, qui est donc le paramètre ajustable pour nos deux modèles. A température de dépôt fixée, comme on l'attendait, le décalage vers le bleu est inférieur dans le cas de cylindres libres de coulisser. On constate de plus que le modèle de cylindres contraints rend bien compte de la variation expérimentale du décalage vers le bleu en fonction du diamètre du micropilier pour une température de dépôt proche de 700K, même si il semble sous-estimer la contrainte aux petits diamètres. Cet accord avec l'expérience est assez satisfaisant, compte tenu du fait que nous avons utilisé des approximations assez fortes (le milieu est supposé linéaire homogène et isotrope et assimilé à du GaAs pur, on néglige l'effet de biréfringence induite par la composante non hydrostatique de la contrainte). A titre indicatif, la composante longitudinale du tenseur des contraintes,  $\sigma_{zz}$ , dans le cas du modèle de cylindres contraints, correspond environ aux 3/4 de la composante radiale ( $\sigma_{rr}$  ou  $\sigma_{\theta\theta}$ ). De plus, nous n'avons pas ici pris en compte la présence de la fine couche d'oxyde séparant l'or du GaAs.



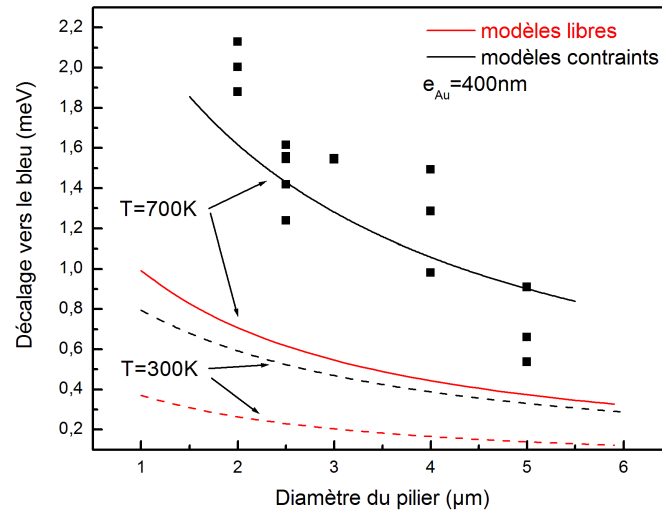


FIG. 4.20 – Comparaison des valeurs de décalages obtenus dans le cas du modèle de cylindres libres de coulisser (en rouge) et du modèle de cylindres contraints (en noir), pour deux températures de dépôt d'or : 300K (en pointillé) et 700K (en lignes pleines) avec les valeurs expérimentales obtenues (points noirs).

## 4.6 Vérification en température de l'hypothèse de contrainte

A la vue des résultats précédents, il semble qu'il y ait effectivement un effet de contrainte exercée sur l'or. Si le décalage vers le bleu observé entre les mêmes piliers non métallisés et métallisés provient bien de la contrainte exercée par l'or sur le GaAs du fait des dilatations différentes de ces deux matériaux entre la température de dépôt d'or et la température d'étude, on devrait alors être capable d'observer une diminution de ce décalage vers le bleu lorsque l'on augmente la température de l'échantillon. C'est ce que nous voulons mettre en évidence dans ce paragraphe.

### 4.6.1 Principe de la mesure

Indépendamment des effets dus à la métallisation, quels sont les effets à prendre en compte lorsqu'on augmente la température? Comme on l'a vu dans le chapitre concernant les modes de galerie, la température, comme la puissance, jouent un rôle très important sur la position des raies de résonances, principalement via la variation de l'indice optique des matériaux. Ainsi, pour pouvoir faire nos mesures, il faudra tenir compte des facteurs suivants :

- Quand on augmente la température, les raies de résonances se décalent vers le rouge. D'après *Blakemore* [29], la variation d'indice de GaAs en fonction de la température est d'environ 0.05 entre 4 et 300K. Pour une cavité planaire dont la résonance se situe à 1.3eV, on évalue un décalage total (sachant que  $\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Delta n}{n}$ ) d'environ 18meV. A celui-ci, dans le cas métallisé, s'ajoute l'effet de la contrainte due au métal. Ainsi, entre la température ambiante et basse température, le décalage total des raies de résonances devrait être plus important pour un pilier métallisé que pour un pilier non métallisé (cf figure 4.21).

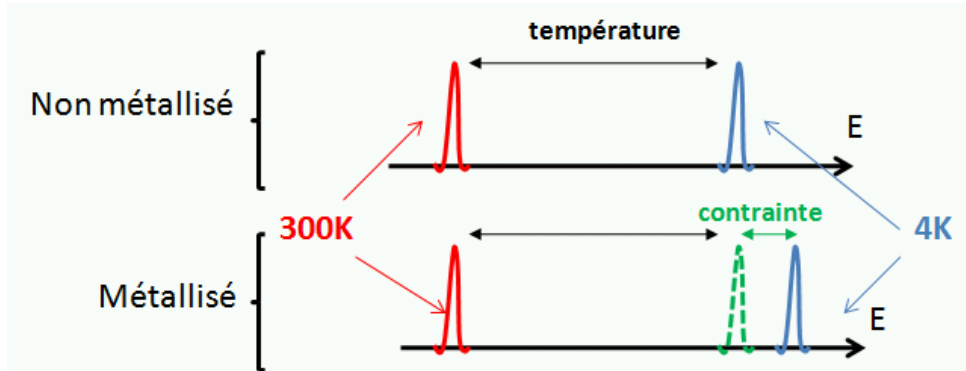


FIG. 4.21 – Représentation schématique des décalages en température et dus à la contrainte entre haute et basse température pour un pilier métallisé et non métallisé. On devrait observer un décalage plus important dans le cas du pilier métallisé.

- D'après la figure 4.20, le décalage dû à la contrainte étant faible par rapport au décalage lié à la température (environ 2meV pour les piliers les plus petits), il faut également être très précautionneux sur la puissance excitatrice utilisée pour mesurer les positions spectrales des raies. En effet, un changement de puissance induit également un changement d'indice, et l'on a vu que celui-ci pouvait décaler les raies vers le bleu ou vers le rouge [30] [31].

Il faut donc vérifier l'influence de la puissance à différentes températures, pour se mettre dans les conditions expérimentales les plus fiables.

#### 4.6.2 Influence de la puissance à température fixée : définition d'un protocole expérimental

D'après nos résultats expérimentaux à basse température (cf figure 4.20), les effets les plus importants de la contrainte concernent les petits piliers. Nous nous intéressons donc dans les parties qui suivent à des piliers de taille voisine de  $2\mu m$ . Dans un premier temps, nous voulons vérifier l'effet de la puissance sur le positionnement spectral des raies de nos piliers. Nous commençons donc nos mesures sur un micropilier de  $2\mu m$  non métallisé, de façon à nous affranchir des effets de métallisation et mesurons à différentes températures (entre 4 et  $300K$ ) l'énergie du mode fondamental en fonction de la puissance. Les résultats obtenus sont représentés figure 4.22.

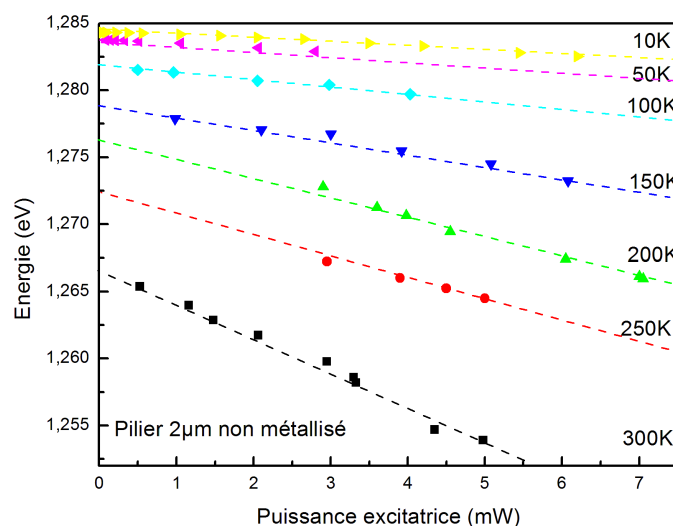


FIG. 4.22 – Variation de la position du mode fondamental pour un pilier de  $2\mu m$  non métallisé en fonction de la puissance à différentes températures. Les dépendances obtenues peuvent être extrapolées à  $0mW$  pour en déduire le vrai comportement en température

Nous pouvons faire plusieurs remarques :

- Comme on le constate ici, la dépendance en puissance à une température donnée peut-être approximée par une droite dont la pente augmente quand la température augmente. L'effet de la puissance est donc d'autant plus important que la température est élevée, autrement dit, l'erreur sur le positionnement de la raie due à la puissance augmente avec la température.
- Pour s'affranchir au maximum de ces effets, il faut utiliser la puissance excitatrice la plus faible possible. Or, expérimentalement, il est d'autant plus difficile d'obtenir des points à

basse puissance que la température est haute : le signal est de plus en plus bruité, et le positionnement sur le micropilier devient plus difficile. Ceci explique notamment le manque de points sur le graphique 4.22 à très basse puissance pour les hautes températures.

D'après ces remarques, nous décidons, pour nous affranchir de la puissance et obtenir des mesures dans des conditions comparables, d'extrapoler les dépendances en puissance par des droites et de prendre comme référence les valeurs obtenues à  $P = 0W$  (intersection des droites en pointillés de couleurs avec l'axe des ordonnées sur la figure 4.22, pour chaque température), ce qui nous permet d'obtenir le comportement de la figure 4.23.

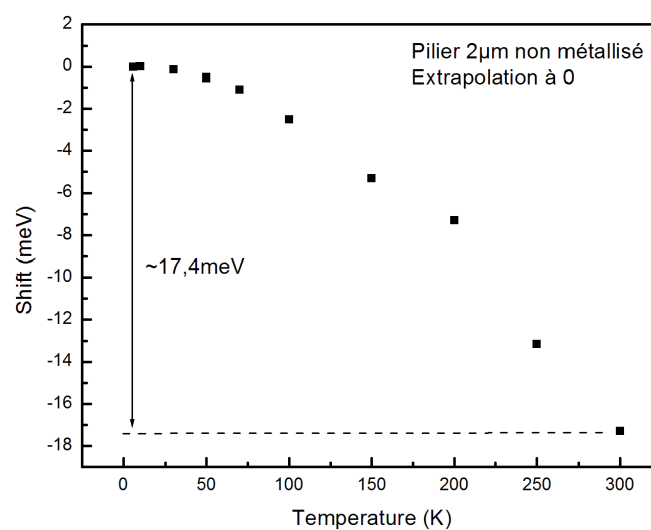


FIG. 4.23 – Dépendance en température du pilier non métallisé de  $2\mu m$  obtenu en extrapolant les données en puissance pour chaque température.

Le protocole expérimental que nous avons retenu pour chaque pilier est donc le suivant :

- A basse température ( $4K$ ) nous effectuons une série de mesures en puissance et extrapolons la valeur de l'énergie de la raie à  $0W$ .
- A température ambiante ( $300K$ ) nous répétons ces mesures.
- La différence entre les deux nous donne la mesure de notre décalage spectral.

### 4.6.3 Détermination des décalages spectraux

Nous avons répété ces mesures sur plusieurs piliers de diamètres voisins. Le tableau 4.1 donne les valeurs obtenues pour des piliers non métallisés, tandis que le tableau 4.2 donne les résultats pour les piliers métallisés.

Plusieurs remarques peuvent être faites au sujet de ces différents résultats :

- Nous avons évalué d'après la loi de variation d'indice donnée par [29] un décalage spectral dû à la température d'environ  $18meV$ . D'après le tableau 4.1, on obtient pour les piliers

Diamètres	$2\mu m$	$2,3\mu m$
Shifts mesurés	pilier 1: $17,3meV$ pilier 2: $17,4meV$	pilier 1: $18,2meV$ pilier 2: $18,1meV$

TAB. 4.1 – *Décalages spectraux mesurés sur différents piliers non métallisés*

Diamètres	Identification	Shifts mesurés
$2\mu m$	Z4A	$20,2meV$
$2\mu m$	Z4B	$20,14meV$
$2\mu m$	Z4D	$20,26meV$
$2\mu m$	Z1B	$20,16meV$

TAB. 4.2 – *Valeurs de shifts mesurés sur quatre piliers de  $2\mu m$  de diamètre, métallisés avec  $400nm$  d'or sur les flancs.*

non métallisés des résultats tout à fait cohérents. Ceci semble donc valider le protocole expérimental exposé ci-dessus.

- Nous observons effectivement un décalage plus important pour les piliers métallisés (tableau 4.2) que non métallisés. Ceci confirme les hypothèses de notre modèle de contraintes imposées au cylindre de GaAs par l'or.
- En soustrayant les moyennes des décalages observés entre piliers métallisés et non métallisés, on obtient une différence de décalage due à la contrainte de  $2,44meV$ . Il semble donc que quasiment **TOUTE** la contrainte soit relâchée entre 4K et 300K, compte-tenu des valeurs de décalage mesurées avant et après métallisation à 4K pour un diamètre de  $2\mu m$  (cf figure 4.20). La température de dépôt d'or, ( $700K$  d'après notre modèle), semble être surestimée.

Ainsi, ces mesures en température confirment l'influence non négligeable de la contrainte exercée par l'or sur le micropilier.

## 4.7 Conclusion et perspectives

Nous avons exposé dans ce chapitre les différentes avancées réalisées au cours de cette thèse sur les piliers métallisés. Nous avons vu qu'en exploitant l'inhibition de l'émission spontanée liée à la présence de parois métalliques, on pouvait espérer améliorer de façon importante l'efficacité de sources de photons uniques. Pour valider cette stratégie, nous nous sommes assurés que l'effet du métal était négligeable sur les propriétés générales des micropiliers. En particulier, nous avons vu que le métal induisait des pertes négligeables, probablement grâce à la présence d'une couche d'oxyde intermédiaire. D'autre part, les propriétés de séquence modale ne sont affectées que par un décalage général vers le bleu. En considérant les effets de contraintes de la couche métallique vis à vis du micropilier, nous avons proposé un modèle simple permettant une interprétation qualitative des décalages en fonction du diamètre des piliers. Ces effets de contraintes ont ensuite été corroborés par des mesures en température, qui ont montré des effets supérieurs à ceux attendus, et soulignent la probable nécessité de prendre en compte certains paramètres supplémentaires dans notre modélisation, comme par exemple le rôle de la couche

d'oxyde intermédiaire. Dans le même temps, nous avons mis en évidence le rôle important que joue la puissance excitatrice sur les résonances de micropiliers.

Sur cette thématique, la confirmation des résultats obtenus par *Bayer et al.* permettrait de vérifier les hypothèses d'amélioration d'efficacité de sources de photons uniques et d'envisager l'utilisation plus générale de telles structures. Les expériences correspondantes sont actuellement en cours de réalisation au laboratoire.

# Bibliographie

- [1] M. Bayer, T. L. Reinecke, F. Weidner, A. Larionov, A. McDonald, and A. Forchel. Inhibition and enhancement of the spontaneous emission of quantum dots in structured microresonators. *Phys. Rev. Lett.*, 86(14):3168–3171, Apr 2001.
- [2] J. L. Jewell, A. Scherer, S. L. McCall, Y. H. Lee, S. Walker, J. P. Harbison, and L. T. Florez. Low-threshold electrically pumped vertical-cavity surface emitting microlasers. *Electron. Lett.*, 25:1123–1125, 1989.
- [3] J. M. Gérard, D. Barrier, J. Y. Marzin, R. Kuszelewicz, L. Manin, E. Costard, V. Thierry-Mieg, and T. Rivera. Quantum boxes as active probes for photonic microstructures: The pillar microcavity case. *Appl. Phys. Lett.*, 69:449–451, 1996.
- [4] J. P. Reithmaier, M. Röhner, H. Zull, F. Schäfer, A. Forchel, P. A. Knipp, and T. L. Reinecke. Size dependence of confined optical modes in photonic quantum dots. *Phys. Rev. Lett.*, 78(2):378–381, Jan 1997.
- [5] B. Gayral. *Controlling spontaneous emission dynamics in semiconductor microcavities*. Annales de Physique, Volume 26, No2. EDP Sciences, Les Ulis, 2001.
- [6] I-C. Robin. *Croissance et contrôle de l'émission spontanée de boîtes quantiques semiconductrices CdSe/ZnSe placées en microcavités optiques*. PhD thesis, Université Joseph Fourier, 2005.
- [7] A. Yariv. *Optical electronics in modern communications*. Oxford University Press, 1997.
- [8] H. Benisty, J.M. Gérard, R. Houdré, J. Rarity, and C. Weisbuch. *Confined photon systems: fundamental and applications*. Springer-Verlag Berlin, 1999.
- [9] E. Moreau, I. Robert, L. Manin, V. Thierry-Mieg, J. M. Gérard, and I. Abram. A single-mode solid-state source of single photons based on isolated quantum dots in a micropillar. *Physica E*, 13:418–422, 2002.
- [10] Matthew Pelton, Charles Santori, Jelena Vucković, Bingyang Zhang, Glenn S. Solomon, Jocelyn Plant, and Yoshihisa Yamamoto. Efficient source of single photons: A single quantum dot in a micropost microcavity. *Phys. Rev. Lett.*, 89(23):233602, Nov 2002.
- [11] Gilles Brassard, Norbert Lütkenhaus, Tal Mor, and Barry C. Sanders. Limitations on practical quantum cryptography. *Phys. Rev. Lett.*, 85(6):1330–1333, Aug 2000.
- [12] J.M. Gérard, I. Robert, E. Moreau, and I. Abram. Génération de photons uniques monomodes par une boîte quantique d'inas en microcavité. volume 12. EDP Science, 2002.
- [13] S. Varoutsis, S. Laurent, P. Kramper, A. Lemaître, I. Sagnes, I. Robert-Philip, and I. Abram. Restoration of photon indistinguishability in the emission of a semiconductor quantum dot. *Phys. Rev. B*, 72:041303(R)–4, 2005.

- [14] T. Rivera, J.-P. Debray, J. M. Gérard, B. Legrand, L. Manin-Ferlazzo, and J. L. Oudar. Optical losses in plasma-etched algaas microresonators using reflection spectroscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 74:911–913, 1999.
- [15] Ph. Lalanne, J. P. Hugonin, and J. M. Gérard. Electromagnetic study of the quality factor of pillar microcavities in the small diameter limit. *Applied Physics Letters*, 84(23):4726–4728, 2004.
- [16] H. Rigneault, J. Broudic, B. Gayral, and J. M. Gérard. Far-field radiation from quantum boxes located in pillar microcavities. *Opt. Lett.*, 26(20):1595–1597, 2001.
- [17] C. Constantin, E. Martinet, D. Y. Oberli, E. Kapon, B. Gayral, and J. M. Gérard. Quantum wires in multidimensional microcavities: Effects of photon dimensionality on emission properties. *Phys. Rev. B*, 66(16):165306, Oct 2002.
- [18] W.L. Barnes, G. Björk, J.M. Gerard, P. Jonsson, J.A.E. Wasey, P.T. Worthing1, and V. Zwiller. Solid-state single photon sources: light collection strategies. *Eur. Phys. J. D*, 18:197, 2002.
- [19] Jean-Michel Gerard and Bruno Gayral. Toward high-efficiency quantum-dot single-photon sources. volume 5361, pages 88–95. SPIE, 2004.
- [20] S. Reitzenstein, C. Hofmann, A. Gorbunov, M. Strauß, S. H. Kwon, C. Schneider, A. Löffler, S. Höfling, M. Kamp, and A. Forchel. Alas/gaas micropillar cavities with quality factors exceeding 150.000. *Appl. Phys. Lett.*, 90:251109–3, 2007.
- [21] Ralph Hahner. Fabrication an optical study of a high efficiency single photon source, 2006.
- [22] S. Varoutsis, S. Laurent, I. Sagnes, A. Lemaitre, L. Ferlazzo, C. Meriadec, G. Patriarche, I. Robert-Philippe, and I. Abram. Reactive-ion etching of high-q and submicron-diameter gaas/alas micropillar microcavities. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 23:2499, 2005.
- [23] L. G. Schulz. The optical constants of silver, gold, copper, and aluminum. i. the absorption coefficient k. *J. Opt. Soc. Am.*, 44(5):357, 1954.
- [24] R.A. Waldron. *Theory of guided electromagnetic waves*. Van Nostrand Reinhold Company, London, 1970.
- [25] F. C. Nix and D. MacNair. The thermal expansion of pure metals: Copper, gold, aluminum, nickel, and iron. *Phys. Rev.*, 60(8):597–605, Oct 1941.
- [26] T. F. Smith and G. K. White. The low-temperature thermal expansion and gruneisen parameters of some tetrahedrally bonded solids. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, 8(13):2031–2042, 1975.
- [27] A. R. Goni, K. Syassen, and M. Cardona. Effect of pressure on the refractive index of ge and gaas. *Phys. Rev. B*, 41(14):10104–10110, May 1990.
- [28] R I Cottam and G A Saunders. The elastic constants of gaas from 2 k to 320 k. *Journal of Physics C: Solid State Physics*, 6(13):2105–2118, 1973.
- [29] J. S. Blakemore. Semiconducting and other major properties of gallium arsenide. *J. Appl. Phys.*, 53:R123–R181, 1982.
- [30] Matthew Borselli, Thomas Johnson, and Oskar Painter. Beyond the rayleigh scattering limit in high-q silicon microdisks: theory and experiment. *Opt. Express*, 13(5):1515–1530, 2005.



- [31] Philip J. Harding, Tijmen G. Euser, Yoanna-Reine Nowicki-Bringuier, Jean-Michel Gérard, and Willem L. Vos. Dynamical ultrafast all-optical switching of planar GaAs/AlAs photonic microcavities. *Applied Physics Letters*, 91(11):111103, 2007.



## Chapitre 5

# Fils photoniques et Sources de Photons Uniques

Dans ce chapitre, nous présentons une géométrie différente qui pourrait également permettre d'améliorer sensiblement l'efficacité d'une source de photons uniques à boîtes quantiques. Comme cela a été souligné dans la partie précédente, il existe des limites à l'utilisation de l'effet Purcell du point de vue de l'efficacité de collection. Une cavité à grand facteur de qualité, nécessaire à l'obtention de fort  $F_p$ , est en effet d'autant plus sensible aux pertes extrinsèques. Les calculs menés par nos collaborateurs de l'Institut d'Optique (G. Lecamp, P.Lalanne) montrent que les effets de guidage dans un **fil photonique** très fin peuvent être mis à profit. Nous avons donc entrepris la réalisation et l'étude de fils photoniques à boîte unique. La capacité des boîtes quantiques d'InAs à émettre des photons uniques étant bien démontrée [1][2][3], nous concentrerons notre effort sur l'efficacité de collection de nos structures. Après un bref rappel sur les résultats théoriques obtenus, je présenterai la technique que nous avons utilisée pour fabriquer ces objets, qui est ici une approche par gravure, puis j'en viendrai aux caractérisations optiques qui nous ont permis d'isoler une boîte unique et d'obtenir une première estimation de l'efficacité de collection, pour un fil d'environ 200nm de diamètre. Je terminerai en concluant sur les perspectives envisagées pour l'amélioration de ces objets, dont certaines sont déjà en cours de réalisation.

### 5.1 Motivation

Une approche originale pour réaliser une source solide de photons uniques efficace consiste à placer une boîte quantique dans un fil photonique monomode [4]. Dans notre cas, ce fil est constitué par un cylindre de GaAs défini par gravure, et présentant un diamètre suffisamment petit (moins de 250 nm) pour présenter un seul mode guidé. La figure 5.1 présente le résultat du calcul du taux d'émission spontanée pour une boîte quantique d'InAs dont le dipôle associé à la transition fondamentale est horizontal, et qui est placée sur l'axe de ce cylindre vertical. Les calculs ont été effectués par G. Lecamp et P. Lalanne de l'Institut d'Optique d'Orsay. La résolution des équations de Maxwell se fait à l'aide d'une méthode vectorielle 3D basée sur une technique de développement en série de Fourier [5][6][7].

Ce taux est normalisé à sa valeur pour une boîte quantique placée dans du GaAs massif. L'effet

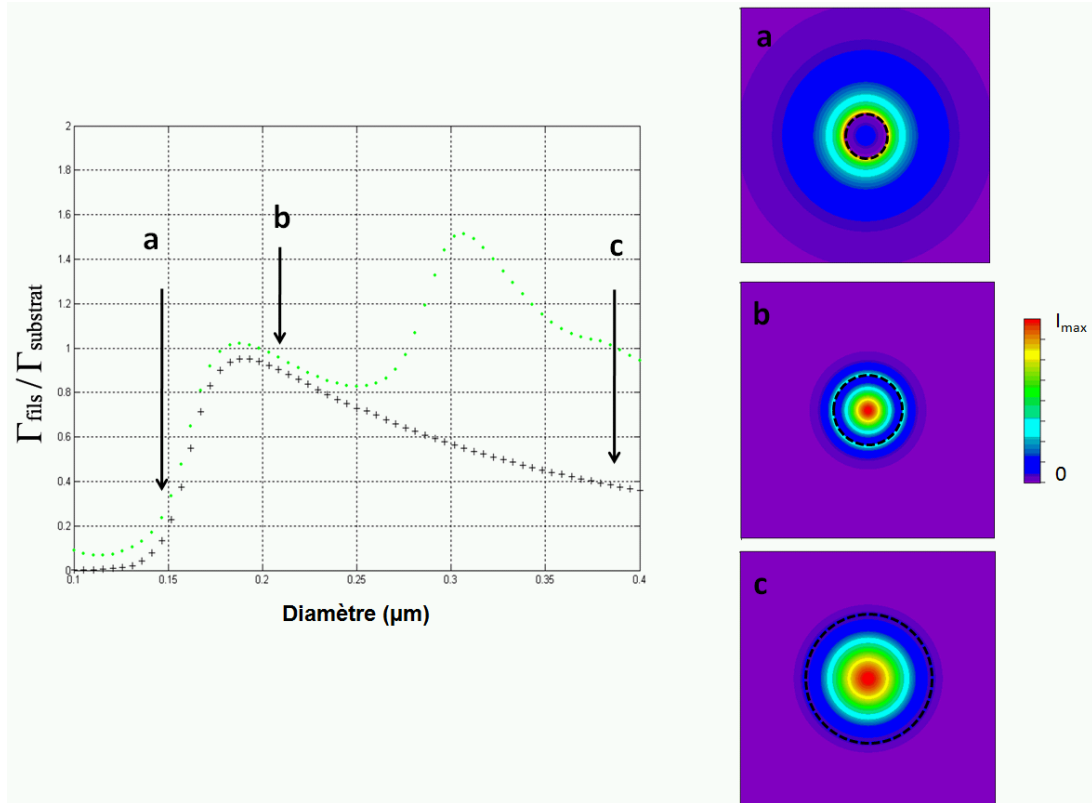


FIG. 5.1 – Taux d'émission d'un émetteur placé au centre d'un fil photonique de GaAs cylindrique de longueur infinie en fonction du diamètre de celui-ci. La courbe en pointillés noirs correspond à l'émission dans le mode fondamental du guide, et la courbe en vert l'émission totale dans le guide. A droite sont représentés les cartographies de l'intensité du champ selon une coupe perpendiculaire à son axe pour trois diamètres de fils différents, repérés par a, b et c sur le graphique principal (le bord du guide étant matérialisé par les pointillés noirs). Calculs G. Lecamp (Institut d'Optique) pour les taux d'émission et B. Gayral (NPSC) pour les cartographies de champ.

qui est observable peut être décrit en trois étapes:

- Lorsque le guide est très fin ( $d \leq 0,1\mu m$ ), il ne possède qu'un mode guidé, qui est très peu confiné par le cylindre (figure 5.1 encart a). De ce fait, le taux d'émission spontanée de l'émetteur est très faible, et est dû à son couplage au continuum de modes non guidés.
- Lorsqu'on augmente le diamètre du guide, le mode guidé se concentre dans le guide (figure 5.1 encart b), ce qui augmente fortement le couplage entre l'émetteur et le mode guidé. Ce couplage donne à présent la contribution dominante au taux d'émission spontanée. Pour un diamètre de  $0,2\mu m$ , on voit que 95% environ de l'émission spontanée de la boîte est couplée au mode guidé!
- Lorsqu'on augmente encore le diamètre (figure 5.1 encart c), le couplage émetteur/mode guidé fondamental diminue, et de nouveaux modes guidés apparaissent. L'émission spontanée se distribue alors entre ces différents modes.

Notons que cette approche est voisine de celle proposée par *Ho et al.*, qui en 1995 observent un coefficient de couplage  $\beta$  proche de 66% pour une géométrie en anneau [8]. Dans leur cas, l'utilisation comme émetteur d'un puits quantique ayant un dipôle dont les composantes sont à la fois parallèles et perpendiculaires à l'axe du fil limite l'intensité du couplage au mode fondamental.

Pour un cylindre de longueur finie, on voit apparaître en plus des effets d'interférences dus à la proximité du "miroir" constitué par l'interface semiconducteur-air du haut (cf figure 5.2 [9]).

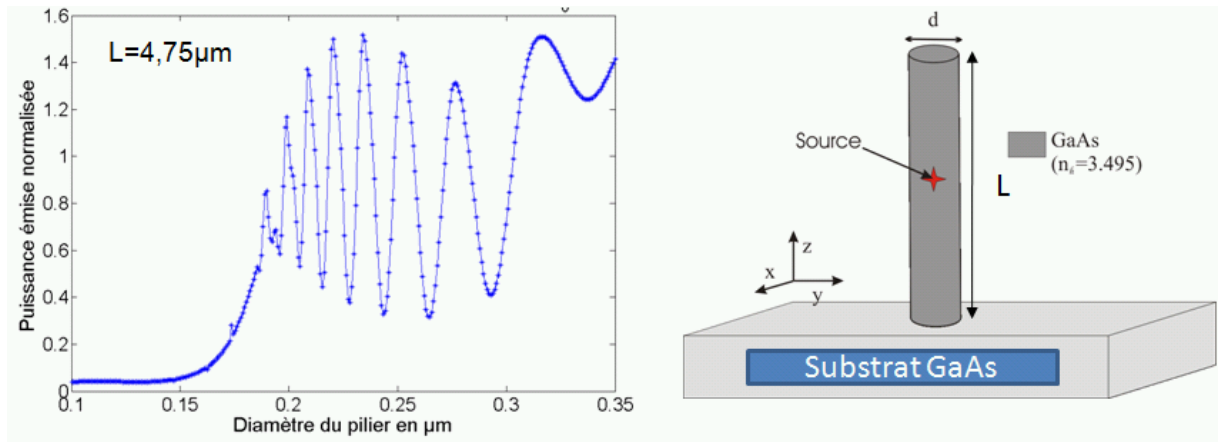


FIG. 5.2 – Taux d'émission spontanée dans un fil photonique de dimension finie. Des effets d'interférences dus à la proximité du miroir du haut apparaissent. Calculs G. Lecamp, Institut d'Optique.

Si l'émetteur est en résonance avec l'un de ces modes, on peut obtenir une efficacité supérieure à 95% pour la collection des photons dans cette géométrie. On notera que contrairement aux micropiliers de grand facteur de qualité, le rôle de la diffusion par les rugosités de flancs devrait être négligeable, car le facteur de qualité associé à ces résonances longitudinales est très faible. Ces estimations théoriques très prometteuses nous ont encouragés à entreprendre la fabrication de fils photoniques de petits diamètres contenant des boîtes quantiques.

## 5.2 Description et fabrication des échantillons

Pour cette étude, les échantillons ont été fabriqués à partir d'une couche épaisse de GaAs obtenue par épitaxie par jets moléculaires ( $\approx 8\mu\text{m}$ ) au centre de laquelle a été insérée un plan de boîtes quantiques d'InAs émettant autour de  $1,3\text{eV}$ , le tout surmontant une couche d'arrêt d' $\text{Al}_{0,8}\text{Ga}_{0,2}\text{As}$  (cf figure 5.3).

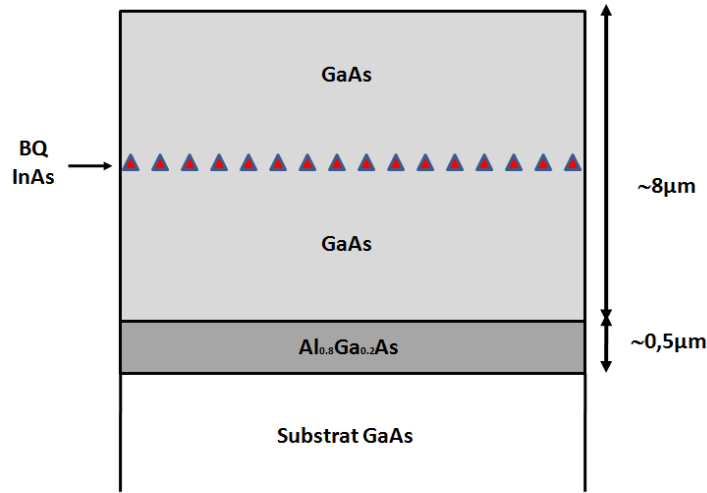


FIG. 5.3 – Schéma de la structure planaire utilisée pour la fabrication des fils photoniques. Un plan de boîtes quantiques InAs est inséré au centre d'une couche épaisse de GaAs d'environ  $8\mu\text{m}$ .

La technique de fabrication des fils est très similaire à celle utilisée pour les piliers. Elle est présentée de façon schématique figure 5.4. Après dépôt d'une couche de nitrure de silicium ( $\text{Si}_3\text{N}_4$ ) d'une épaisseur d'environ 900 nm sur la surface de l'échantillon épitaxié, on réalise un premier masque métallique en aluminium par lithographie électronique (résine employée : PMMA) - dépôt d'une couche de 100 nm d'aluminium puis lift-off. Ce masque est ensuite transféré à la couche de nitrure par gravure fluorée ( $\text{CHF}_3 + \text{SF}_6$ ). Cette étape est particulièrement importante pour obtenir des fils de petits diamètres, puisque c'est à travers ce masque que s'effectue la gravure des  $8\mu\text{m}$  de GaAs. En pratique celui-ci doit présenter les flancs les plus verticaux possibles pour éviter une attaque inhomogène du fil. Cette étape a été réalisée au CNRS/LPN par Laurence Ferlazzo. Une fois le masque dur de nitrure obtenu, on procède à la gravure chlorée du GaAs ( $\text{SiCl}_4$ ). Celle-ci a pour particularité de retirer du même coup le masque primaire d'aluminium, et d'éviter ainsi une étape supplémentaire. Enfin, on retire le nitrure par gravure fluorée ( $\text{SF}_6$ ).

Cette approche par gravure, contrairement aux approches de croissance directe de fils [10][11], nous permet en particulier d'obtenir un ensemble de motifs totalement ordonnés de fils de différents diamètres (cf figure 5.5.a). Sur nos échantillons, ceux-ci varient de  $5\mu\text{m}$  à  $200\text{nm}$ , pour des hauteurs totales de l'ordre de  $8\mu\text{m}$ . La figure 5.5.b témoigne en particulier du fort rapport d'aspect de ces structures.

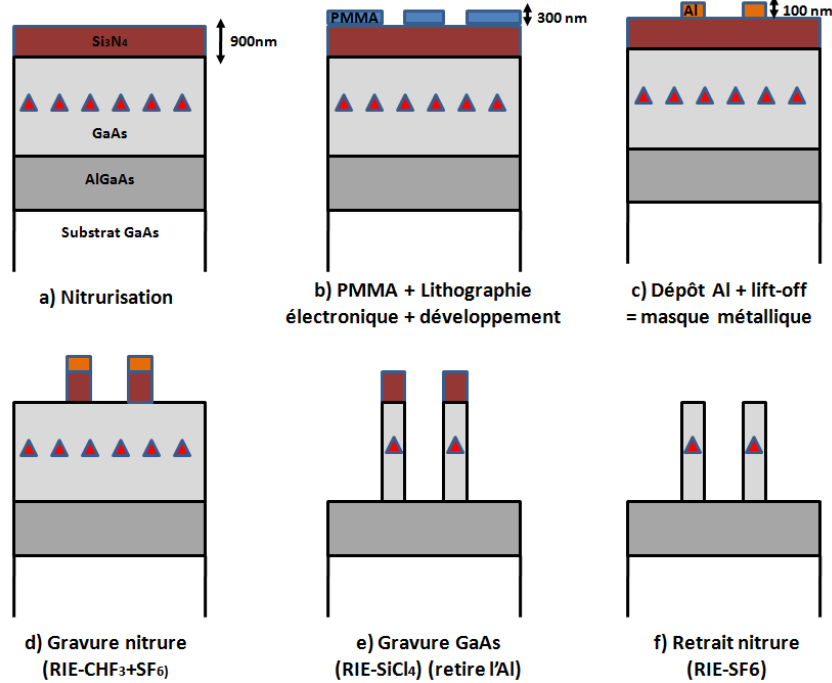


FIG. 5.4 – *Etapes de fabrication de fils photoniques. Nous avons choisi une approche par gravure, de façon à pouvoir obtenir des motifs ordonnés avec des fils de différents diamètres.*

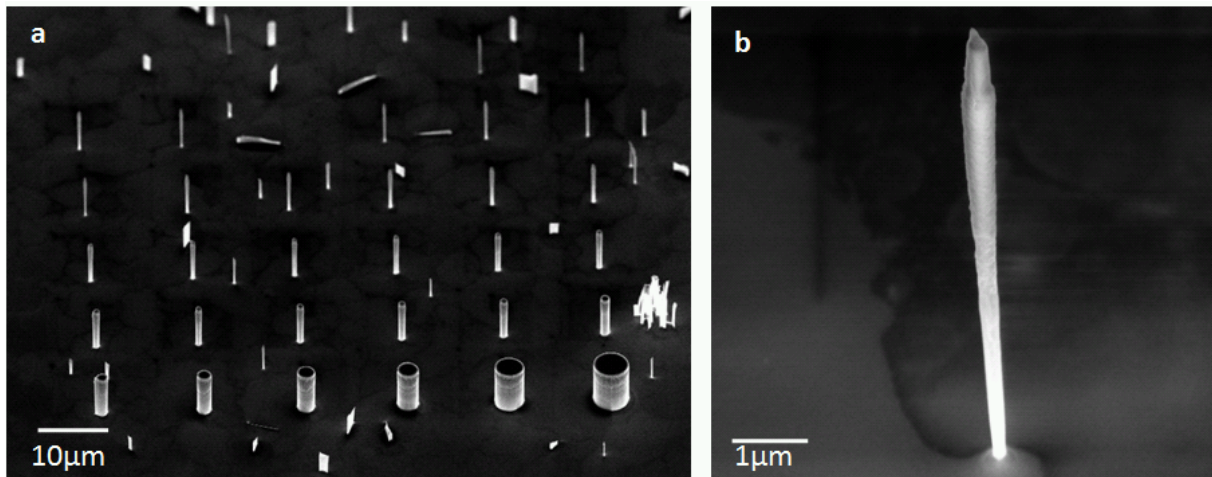


FIG. 5.5 – *Images obtenues en microscopie électronique à balayage de fils photoniques. A gauche : vue d'ensemble d'un motif. A droite : un fil de diamètre au centre d'environ 300 nm.*

### 5.3 Résultats expérimentaux : estimation de l'efficacité de collection

Afin d'estimer l'efficacité de collection de ces nanofils pour source de photons uniques, nous avons dû dans un premier temps isoler l'émission d'une boîte quantique unique. La densité de boîtes de cet échantillon étant de l'ordre de  $10^{10}$  boîtes. $\text{cm}^{-2}$ , on peut estimer n'avoir que quelques dizaines de boîtes dans les fils les plus fins (environ 200nm de diamètre) contre quelques milliers pour les plus gros fils (5 $\mu\text{m}$  de diamètre). Cet effet, de type "mesa", est clairement visible sur les différents spectres de microphotoluminescence à 4K pris sous excitation continue (760nm) pour la même puissance excitatrice, comme le montre la figure 5.6, sur laquelle on peut voir l'apparition de raies de plus en plus fines et intenses quand le diamètre du fil diminue. Le spot du laser excitateur étant d'environ 2 $\mu\text{m}$ , l'excitation est plus efficace aux plus petits diamètres, car elle se fait préférentiellement par les flancs. Cela explique l'effet d'élargissement clairement observable pour les raies des fils de 0,4 $\mu\text{m}$  et 0,2 $\mu\text{m}$  de diamètre.

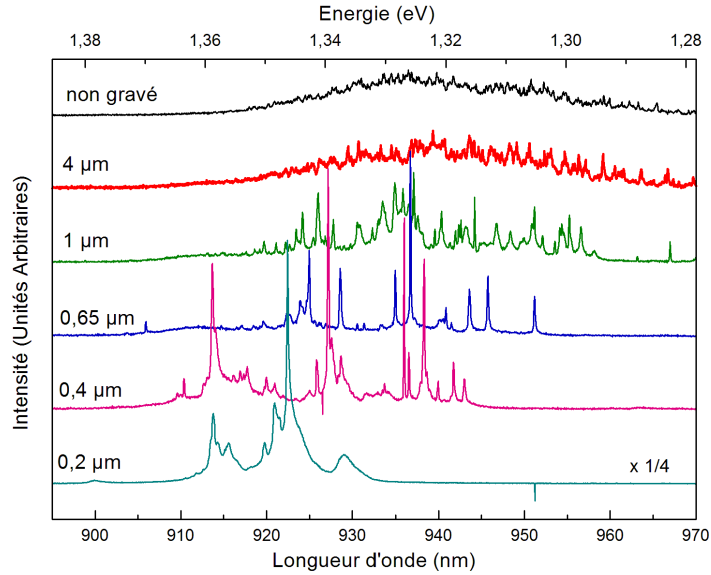


FIG. 5.6 – Spectres de microphotoluminescence à 4K pour différents diamètres de fils photoniques. Plus le diamètre du fil diminue, et plus on distingue des raies fines et isolées. Aux plus petits diamètres on observe des élargissements de raies qui sont dus à des effets de puissance de pompe.

Nous nous sommes concentrés sur les plus petits fils afin d'isoler des raies uniques pour estimer l'efficacité de collection de notre source. Sous excitation pulsée (pulse 2ps, taux de répétition 72MHz, longueur d'onde d'excitation 770nm), à 4K et à faible puissance excitatrice, il est possible de résoudre sur les plus petits fils un ensemble de raies bien distinctes (cf figure 5.7, ici pour un fil d'environ 200nm de diamètre).

Ces raies, au nombre de quelques dizaines sur tout le spectre obtenu, peuvent être attribuées



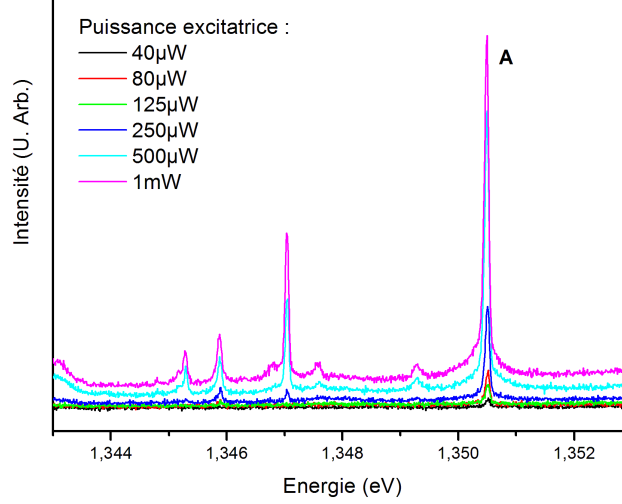


FIG. 5.7 – Spectres d'un fil photonique de 200nm de diamètre, à différentes puissances. On résout ici des raies bien isolées, séparées entre elles de quelques meV.

soit à l'émission de différentes boîtes quantiques, soit à différents états de charge d'une même boîte (cf chapitre 1). C'est leur dépendance en puissance qui permettra une identification de la nature de la raie ou des raies étudiées. Prenons par exemple le cas de l'exciton X. En partant de l'hypothèse que le processus de capture d'une paire électron/trou est un phénomène aléatoire (ce qui implique en particulier qu'il est indépendant du nombre de porteurs déjà présents dans la boîte), et en supposant que seules des paires électrons-trou y sont piégées (on néglige donc d'éventuels effets chargés), on peut alors estimer que le nombre de paires créées dans la boîte suit une statistique poissonnienne soit :

$$P(n) = \frac{\langle n \rangle^n}{n!} e^{-\langle n \rangle} = \frac{1}{n!} \left( \frac{P}{P_0} \right)^n e^{-\frac{P}{P_0}} \quad (5.1)$$

où  $P(n)$  est la probabilité d'avoir  $n$  excitons dans la boîte, et  $\langle n \rangle$  le nombre moyen de paires créées par impulsion laser, qui est une fonction linéaire de la puissance laser incidente  $P$ .

La probabilité d'injecter au moins un exciton dans la boîte peut alors s'écrire :

$$p(n \geq 1) = 1 - P(0) \quad (5.2)$$

Ainsi, l'intensité d'émission d'une raie excitonique, proportionnelle à  $P(\geq 1)$  peut s'écrire:

$$I_X(P) = I_0 (1 - P(0)) = I_0 \left( 1 - e^{-\frac{P}{P_0}} \right) \quad (5.3)$$

$I_0$  et  $P_0$  peuvent être vus respectivement comme l'intensité de saturation de la raie et la puissance laser de saturation. Ce modèle très simple rend compte de façon assez fidèle des résultats obtenus

sur la raie indexée A de la figure 5.7, comme le montre la figure 5.8.

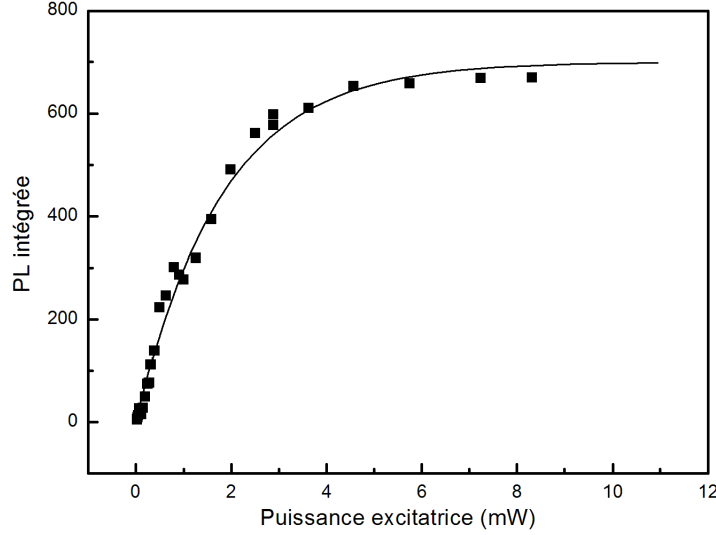


FIG. 5.8 – Spectres à différentes puissances et ajustement théorique dans le cadre du modèle simple décrit ci-dessus.

L'étude de l'intensité émise par une boîte quantique unique sous excitation impulsionnelle périodique offre par ailleurs un moyen simple pour estimer l'efficacité de collection des photons [12]. A faible excitation (moins d'une paire électron-trou injectée par impulsion), le signal est proportionnel à la probabilité qu'une paire électron-trou ait été injectée dans la boîte quantique; la croissance est donc linéaire avec la puissance de pompe. Sous forte excitation au contraire, au moins une paire électron-trou est injectée à coup sûr dans la boîte. Au cours de chaque cascade radiative déclenchée par une impulsion excitatrice, la boîte quantique passe une fois et une seule par l'état "exciton". Si l'efficacité radiative de l'exciton est parfaite (ce qui est le cas pour une boîte quantique d'InAs à basse température), la boîte quantique émet alors un photon et un seul à l'énergie de l'exciton. Connaissant le taux de répétition du laser, nous sommes donc capables d'estimer le nombre de photons émis par la boîte par unité de temps ( $7,2 \cdot 10^7 \text{ photons.s}^{-1}$ ). Pour estimer l'efficacité de collection liée à la géométrie fil, il faut donc "compter" le nombre de photons récupérés par notre caméra CCD, le tout en s'affranchissant des pertes liées aux différents éléments présents sur le trajet optique. L'efficacité totale mesurée peut être exprimée en fonction de l'efficacité de collection de notre fil et de l'efficacité de collection de l'expérience d'optique par la relation:

$$\epsilon_{total} = \epsilon_{fil} \epsilon_{optique} \quad (5.4)$$

Afin d'estimer le flux de photons collectés par notre objectif de microscope, nous comparons le signal de notre détecteur CCD dans cette expérience à celui que l'on obtient pour une source

de lumière calibrée. En pratique, cette source référence est constituée par un échantillon à trois plans de boîtes quantiques InAs émettant dans la même gamme spectrale. L'intensité absolue émise par cette source est mesurée à l'aide d'un puissancemètre placé juste après l'objectif de microscope de collection. Cette procédure permet de s'affranchir d'une connaissance précise du coefficient de réponse de notre système expérimental (optique + détecteur). Après mesures, nous avons obtenu :

$$\epsilon_{fil} = \frac{9,3 \cdot 10^{-7}}{16 \cdot 10^{-6}} = 0,174 \quad (5.5)$$

Soit 17,4% d'efficacité pour notre fil, sachant que cette mesure ne prend pas en compte les différentes pertes liées à l'objectif de microscope sur le trajet. Celui-ci peut induire des pertes supplémentaires importantes dans la mesure où son ouverture numérique ( $ON = 0,4$ ) limite fortement la collection angulaire des photons, alors même que notre structure est elle très divergente. D'après les calculs effectués par *Maslov et al.* [13], selon l'énergie et le diamètre des ces structures, celles-ci peuvent même émettre de façon rétrogrades (des lobes d'émission centrés autour de  $150^\circ$  à partir de l'axe du cylindre apparaissent). D'autre part, il faut noter que rien n'empêche ici la propagation des photons vers le bas, dans le substrat. Compte-tenu de ces différents éléments, ce résultat préliminaire semble très prometteur pour ce type d'objet.

Des expériences de corrélations de photons, nécessaires pour confirmer le caractère source de photons uniques de ce type d'objet sont en cours de réalisation. Ces expériences permettraient en particulier de corriger l'efficacité mesurée de la présence d'impulsion multiphotoniques éventuelles.

## 5.4 Conclusion et perspectives

Cette partie très courte présente les prémices d'un travail plus long et débutant sur l'utilisation de fils photoniques pour la réalisation de sources de photons uniques. Au delà de la fabrication de ces fils par gravure, nous avons montré qu'il était possible au sein de ces structures d'isoler des boîtes uniques, et de démontrer dans des conditions géométriques et de collection peu favorables une efficacité intéressante. Des expériences de corrélation de photons, qui nécessitent une adaptation à l'infra-rouge des expériences existantes dans notre laboratoire, seront bientôt réalisées.

On peut néanmoins d'ores et déjà proposer quelques améliorations de l'architecture de ces objets. Par exemple, nous pouvons imaginer limiter les pertes vers le substrat de GaAs par l'introduction d'un "effet miroir" au dessous du fil, qui permettrait de favoriser l'émission de la structure vers le haut. Plusieurs solutions pourraient être envisagées (cf figure 5.9):

- Par exemple, on peut penser à introduire un miroir de Bragg dans la structure, dont la réflectivité est élevée sur la plage d'émission en énergie des boîtes quantiques. Dans le cas où le miroir de Bragg est intégré au fil (figure 5.9.a), il faut néanmoins tenir compte des effets liés aux très petits diamètres. En effet, plus celui-ci diminue et plus le champ est sensible à la différence de milieu dans le Bragg (entre la propagation dans le GaAs et dans l'AlAs). Le mauvais "mode-matching" entre les interfaces diminue alors fortement la réflectivité du Bragg [14].
- Pour surmonter ce problème, une autre solution consiste à ne graver que le fil (figure 5.9.b). Le Bragg reste alors "planaire" sous le fil. Cependant, la forte diffraction en bout de fil et

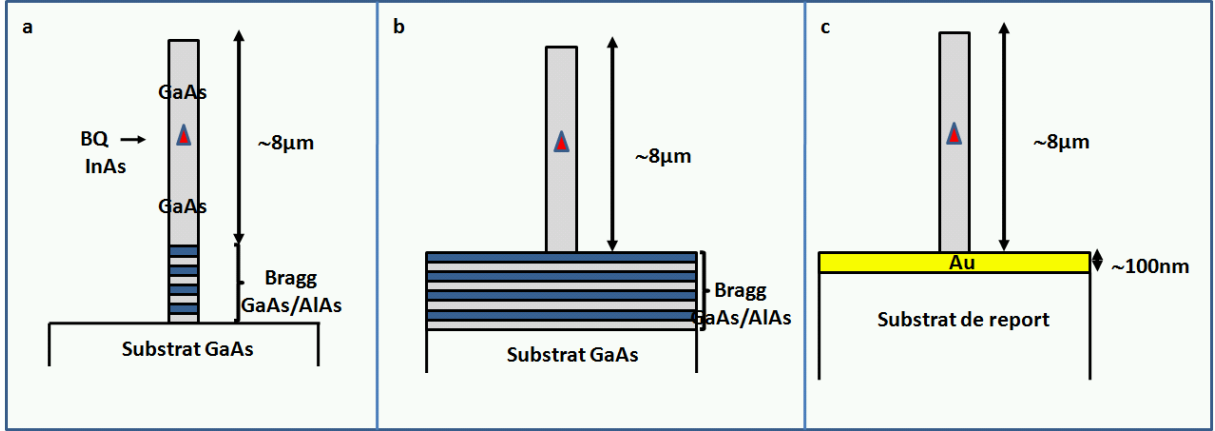


FIG. 5.9 – Quelques solutions envisageables pour limiter l'échappement des photons dans le substrat pour les nanofils. Encart a : on introduit un miroir de Bragg dans le fil. Encart b : le miroir de Bragg est sous le fil. Encart c : on utilise la technique de report de substrat pour introduire un miroir d'or.

l'acceptance angulaire limitée du Bragg laissent à penser que seule une faible partie des photons seront alors contrôlés.

- Enfin, l'utilisation d'une couche d'or, dont la réflectivité est importante sur une large gamme spectrale et angulaire, semble la plus prometteuse (figure 5.9.c). Elle nécessiterait la mise en oeuvre de la technique de report de substrat décrite dans le chapitre concernant les modes de galerie, et permettrait de s'affranchir des problèmes liés à l'utilisation de miroirs de Bragg.

Les questions qui restent ouvertes concernent la collection à proprement parler des photons hors de ces objets. En effet, comme on l'a évoqué plus haut, les diamètres auxquels nous nous intéressons sont si petits que le cône de lumière sortant du fil photonique est très divergent. Il est possible encore une fois d'améliorer ce point en utilisant des techniques de redirection du faisceau en bout de fil. Une idée consisterait par exemple à modifier la forme finale du fil en pointe (figure 5.10). La diminution progressive du diamètre en bout de fil entraîne alors le déconfinement progressif du champ, et en réduit la divergence [15][16][17]. D'un point de vue pratique, on peut l'obtenir par exemple en adaptant les paramètres de gravure des fils (cas de la figure 5.10).

Enfin, le dernier point intéressant à souligner concerne le choix de l'émetteur : cette approche n'exploitant pas l'effet Purcell, elle peut en particulier être utilisée pour des émetteurs non monochromatiques. Ainsi, l'émission provenant par exemple de centres colorés du diamant pourrait être efficacement collectée grâce à ce type de géométrie.

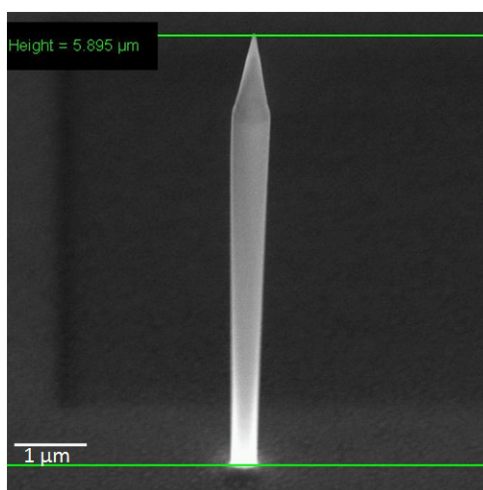


FIG. 5.10 – Image en microscopie électronique à balayage d'un fil photonique dont l'extrémité est taillée en forme de pointe.



# Bibliographie

- [1] E. Moreau, I. Robert, J. M. Gérard, I. Abram, L. Manin, and V. Thierry-Mieg. Single-mode solid-state single photon source based on isolated quantum dots in pillar microcavities. *Appl. Phys. Lett.*, 79:2865–2867, 2001.
- [2] C. Santori, D. Fattal, J. Vuković, G. S. Solomon, and Y. Yamamoto. Indistinguishable photons from a single-photon device. *Nature*, 419:594–597, 2002.
- [3] P. Michler, A. Kiraz, C. Becher, W. V. Schoenfeld, P. M. Petroff, Lidong Zhang, E. Hu, and A. Imamoglu. A Quantum Dot Single-Photon Turnstile Device. *Science*, 290(5500):2282–2285, 2000.
- [4] Y-R. Nowicki-Bringuier, R. Hahner, J. Claudon, G. Lecamp, P. Lalanne, and J.M. Gérard. A novel high efficiency single mode photon source. *Annales de Physique, actes de COLOQ'10*, 2007.
- [5] G. Lecamp, P. Lalanne, and J. P. Hugonin. The electromagnetic properties of light emission into semiconductor waveguides. volume 6195, page 61950E. SPIE, 2006.
- [6] Eric Silberstein, Philippe Lalanne, Jean-Paul Hugonin, and Qing Cao. Use of grating theories in integrated optics. *J. Opt. Soc. Am. A*, 18(11):2865–2875, 2001.
- [7] Jean Paul Hugonin and Philippe Lalanne. Perfectly matched layers as nonlinear coordinate transforms: a generalized formalization. *J. Opt. Soc. Am. A*, 22(9):1844–1849, 2005.
- [8] J. P. Zhang, D. Y. Chu, S. L. Wu, S. T. Ho, W. G. Bi, C. W. Tu, and R. C. Tiberio. Photonic-wire laser. *Physical Review Letters*, 75(14):2678–2681, 1995.
- [9] K.H. Drexhage. *Progress in Optics*, volume XII, page 165. E. Wolf ed. , NorthHolland, Amsterdam, 1974.
- [10] M. T. Björk, B. J. Ohlsson, T. Sass, A. I. Persson, C. Thelander, M. H. Magnusson, K. Depert, L. R. Wallenberg, and L. Samuelson. One-dimensional heterostructures in semiconductor nanowhiskers. *Applied Physics Letters*, 80(6):1058–1060, 2002.
- [11] Michael H. Huang, Samuel Mao, Henning Feick, Haoquan Yan, Yiyang Wu, Hannes Kind, Eicke Weber, Richard Russo, and Peidong Yang. Room-Temperature Ultraviolet Nanowire Nanolasers. *Science*, 292(5523):1897–1899, 2001.
- [12] E. Moreau, I. Robert, L. Manin, V. Thierry-Mieg, J. M. Gérard, and I. Abram. A single-mode solid-state source of single photons based on isolated quantum dots in a micropillar. *Physica E*, 13:418–422, 2002.
- [13] A. V. Maslov and C. Z. Ning. Far-field emission of a semiconductor nanowire laser. *Optics Letters*, 29(6):572–574, 2004.

- [14] Ph. Lalanne, J. P. Hugonin, and J. M. Gérard. Electromagnetic study of the quality factor of pillar microcavities in the small diameter limit. *Applied Physics Letters*, 84(23):4726–4728, 2004.
- [15] D. Marcuse. Radiation losses of step-tapered channel waveguides. *Appl. Opt.*, 19(21):3676, 1980.
- [16] D.E. Bossi, W.D. Goodhue, L.M. Johnson, and R.H. Rediker. Reduced-confinement gaalas tapered waveguide antennas for enhanced far-field beam directionality. *Quantum Electronics, IEEE Journal of*, 27(3):687–695, Mar 1991.
- [17] O. Mitomi, K. Kasaya, Y. Tohmori, Y. Suzaki, H. Fukano, Y. Sakai, M. Okamoto, and S. Matsumoto. Optical spot-size converters for low-loss coupling between fibers and optoelectronic semiconductor devices. *Lightwave Technology, Journal of*, 14(7):1714–1720, Jul 1996.



# Conclusion générale

Dans le cadre de ce travail de thèse, nous avons étudié plusieurs microstructures semiconductrices originales permettant de confiner la lumière à l'échelle de la longueur d'onde à 2 ou 3 dimensions : les microdisques collés sur saphir, les micropiliers à flancs métallisés et les fils photoniques. Ces microstructures ont été développées dans le but d'améliorer le contrôle de l'émission spontanée dans des composants photoniques tels que les sources de photons uniques à boîte quantique et les microlasers. La maîtrise de l'élaboration de couches minces et de boîtes quantiques de semiconducteurs III-As par épitaxie par jets moléculaires et la mise au point des étapes technologiques de fabrication de ces différents objets nous ont permis de les réaliser, d'étudier leurs propriétés optiques et de contribuer à évaluer leur potentiel applicatif en nanophotonique.

Tout d'abord, les limitations des microdisques sur pied sur le plan de la dissipation thermique et de la réduction de la taille nous ont poussés à entreprendre le développement de nouvelles microcavités à modes de galerie. Deux types d'objets se sont détachés de cette étude : d'abord, les **microdisques reportés sur saphir**. La technique de report sur le substrat de saphir, bon conducteur thermique, permet d'obtenir des microdisques dont les propriétés thermiques sont très différentes selon l'approche employée pour réaliser le transfert (collage Spin-On-Glass ou Collage Direct). C'est la comparaison de ces deux types d'objets qui nous a permis de mettre en évidence le très bon comportement thermique des microdisques collés directement, et notamment en régime d'effet laser. En particulier, pour nos microlasers, l'affinement spectral de la raie est observable au delà du seuil, ce qui constitue un résultat très différent des observations couramment faites dans la littérature. Cette technique de report de substrat présente de plus l'avantage d'être relativement versatile vis à vis des matériaux reportés, ce qui permet d'envisager une fabrication simplifiée de microdisques à boîtes quantiques dans d'autres familles de semiconducteurs.

Nous avons par ailleurs mis en évidence pour la première fois des modes de galerie pour des **micropiliers à miroirs de Bragg** à boîtes quantiques. Ce résultat illustre tout d'abord les remarquables progrès réalisés dans le domaine de la gravure ionique réactive par nos collègues de Würzburg, qui ont réalisé cette étape technologique. De façon remarquable, ces micropiliers présentent une structure modale très simple, constituée par une seule famille de modes de galerie de grand facteur de qualité. Nous avons observé sous pompage optique l'effet laser pour plusieurs modes de galerie simultanément, sans compétition de mode, ainsi que des effets thermiques très limités au dessus du seuil. Ces propriétés, combinées à la possibilité de réaliser un pompage électrique efficace du milieu actif, les rendent très attractifs pour la réalisation de microlasers à très bas seuils, éventuellement multi-longueur d'onde. La coexistence des modes de galerie

---

et des modes de piliers conventionnels ouvre par ailleurs des perspectives intéressantes pour l'amélioration des sources monomodes de photons uniques à boîte quantique.

L'amélioration potentielle de ces mêmes sources de photons uniques a par ailleurs motivé le développement et l'étude de **micropiliers à flancs métallisés**. On utilise habituellement dans ces sources l'effet Purcell pour coupler au maximum l'émission spontanée de la boîte quantique à un mode résonant du micropilier. Ici, on cherche de façon complémentaire à réduire la densité de modes "de fuites" du micropilier, afin d'inhiber l'émission spontanée de la boîte quantique dans ce type de modes. Nous avons mis au point un procédé technologique planaire permettant de couvrir d'or les flancs d'un micropilier tout en préservant la propreté de sa surface émissive. Nous avons pu montrer que pour un diamètre supérieur à  $1.5\mu m$ , la présence du métal n'affecte ni la structure modale du micropilier ni le facteur de qualité de ses modes résonants, à l'exception d'un faible décalage spectral vers le bleu de l'ensemble des modes. Une modélisation simple de cet effet nous a permis de montrer qu'il résulte probablement d'un effet de compression du micropilier par sa gaine en or. Des études sont en cours au laboratoire pour estimer précisément l'effet de la métallisation sur la densité de modes non résonants des micropiliers.

**Les fils photoniques** sont le fruit d'une étude à ses débuts au laboratoire mais néanmoins très prometteuse. Ces objets, fabriqués par gravure, et dont le diamètre est de l'ordre de quelques centaines de nanomètres, permettent un excellent contrôle de l'émission spontanée d'un émetteur intégré en leur sein. Pour une boîte quantique InAs/GaAs, dont le dipôle est perpendiculaire à l'axe du fil, plus de 95% de l'émission spontanée est injectée dans son unique mode guidé. Dans une expérience préliminaire, nous avons pu obtenir une probabilité de collection de 17% pour les photons uniques émis par une boîte quantique par une optique standard ( $NA=0.4$ ). L'intégration d'un miroir à la base du fil et la réduction de la divergence angulaire de son diagramme de rayonnement via une ingénierie de la forme de la pointe permettront très vraisemblablement de réaliser des sources de photons uniques d'efficacité record dans un futur proche.

Ainsi, nous avons proposé ici des alternatives simples mais néanmoins innovantes aux géométries de microcavités à boîtes quantiques classiquement utilisées. Il reste bien sûr des expériences à mener pour confirmer dans le court terme le potentiel de ces objets. Les étapes à plus long terme concernent elles leur utilisation pratique et notamment par exemple la question importante du pompage électrique dans ces structures, qui est une étape indispensable à leur intégration dans des dispositifs intégrés photoniques. Nous espérons que la "relève" bénéficiera, grâce au travail mené ici, de jalons solides pour avancer sur ces voies.